www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

15e JAARGANG No. 9, blz. 249-284 SEPTEMBER 1953

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE GROTE FERROXCUBEKERN VAN HET COSMOTRON TE BROOKHAVEN

door F. G. BROCKMAN *) en M. W. LOUWERSE **). 621.318.134:621.384.61

Gedurende de laatste tien of twintig jaar is het fundamentele onderzoek in de kernphysica gepaard gegaan met de ontwikkeling van steeds grotere machines voor de versnelling van deeltjes. Over deze tendentie, die tot een nauwe samenwerking tussen physici en ingenieurs heeft geleid, hebben reeds velen het hunne gezegd. De ontwikkeling echter gaat nog steeds verder in deze richting en bij de nieuwste machines wordt niet volstaan met de persoonlijke hulp van de ingenieur doch men maakt gebruikt van het technische kunnen van hele industriële organisaties. Een sprekend voorbeeld hiervan is de samenwerking die heeft plaatsgehad tussen de Brookhaven National Laboratories, U.S.A., en de Philipslaboratoria in Nederland en in de U.S.A. bij de ontwikkeling van ferrieten ten gebruike in versnellers voor zeer grote deeltjesenergieën.

In het afgelopen jaar is met goed succes de protonenversneller van de Brookhaven National Laboratories, het zg. Cosmotron, in werking gesteld. Hiermee werd een belangrijke stap gezet op de weg naar steeds grotere deeltjesenergieën, die men voor kernphysische experimenten nodig heeft. Terwijl de grootste deeltjesenergie die men met vroegere versnellers had bereikt, 1000 millioen electronvolt niet te boven ging, heeft men met het Cosmotron reeds protonen van 2300 MeV verkregen, en men verwacht dat deze energie nog tot 3000 MeV kan worden opgevoerd.

De bouw van deze machine, die werd ontworpen en uitgevoerd door de onderzoekers M. S. Livingston, J. P. Blewett, G. K. Green, L. J. Haworth e.a., is een prestatie die respect afdwingt. Enkele gegevens die we straks zullen vermelden, zullen een denkbeeld geven van de geweldige omvang van de installatie. De genoemde leden der Brookhaven Laboratoria hebben in 1950 in de Review of Scientific Instruments een beschrijving van het ontwerp gepubliceerd en een uitvoerige beschrijving van de voltooide machine is zojuist in hetzelfde tijdschrift verschenen. [1])

In het onderhavige artikel zal het feit onder de aandacht worden gebracht dat in een der hoofdonderdelen van het Cosmotron, de „transformator" die het hoogfrequente electrische veld voor de eigenlijke versnelling der protonen opwekt, een grote ferrietkern wordt gebruikt, die voor het grootste gedeelte is samengesteld uit blokken Ferroxcube gefabriceerd door de Philipsfabrieken te Eindhoven. De eisen welke voor deze kern werden gesteld en de problemen die zich voordeden bij de keuze van het materiaal en bij de vervaardiging van de kern zullen hier worden besproken. Aan het slot zal de ontwikkeling van andere ferrietmaterialen voor soortgelijke doeleinden worden aangestipt.

Hoofdlijnen van het ontwerp van het Cosmotron

Om te beginnen, geven we een kort verslag van de grondslagen van het ontwerp van het Cosmotron, waarbij we in hoofdzaak het eerste in [1]) aangehaalde artikel volgen.

De protonen bewegen in een ringvormige geëvacueerde versnellingskamer met een doorsnede van 75 cm bij 17,5 cm. De ringvormige kamer bestaat uit vier quadranten van ongeveer 10 m straal, die door vier korte rechte stukken met elkaar zijn verbonden (plattegrond *fig. 1*). Magnetische velden, die loodrecht staan op het vlak van de ring en die worden opgewekt door vier sterke electromagneten welke langs de ring zijn opgesteld, houden de protonen

*) Philips Laboratories, Inc., Irvington-on-Hudson, U.S.A.
**) Keramisch Laboratorium der Philipsfabrieken, Eindhoven.

[1]) M. S. Livingston, J. P. Blewett, G. K. Green en L. J. Haworth, Design study for a three-BeV proton accelerator, Rev. sci. Instrum. **21**, 7-22, 1950.
De uitvoerige beschrijving is vervat in een serie artikelen, Rev. sci. Instrum. **24**, 723-870, 1953 (No. 9).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

op een baan die ongeveer met de as van de ringvormige kamer samenvalt. Op de foto *fig. 2* van het Cosmotron zijn de jukken van de magneten, die de ringvormige kamer omgeven, te zien.

Eén van de rechte, veldvrije, stukken dient voor de injectie van de protonen in de versnellingskamer. De protonen worden uit een waterstofionenbron verkregen en door een Van de Graaff-hoogspanningsgenerator versneld tot een beginenergie van 3,5 MeV. In een van de andere rechte stukken wordt de versnelling van de geïnjecteerde protonen bewerkstelligd: na iedere omloop wordt hier hun energie met een bepaald bedrag vergroot door een, in het juiste rhytme wisselend, longitudinaal electrisch veld. Om de protonen (met massa M, lading e) op een cirkelvormige baan met straal R te houden, is een magnetisch veld met een inductie

$$B = \frac{Mv}{eR} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

vereist. Vult men hier de impuls Mv in die aan de beginenergie van 3,5 MeV beantwoordt, dan vindt men als vereiste waarde $B = 0{,}029$ Wb/m². Ten einde de protonen steeds op dezelfde baan binnen de geëvacueerde kamer te houden terwijl hun energie en hun impuls voortdurend toenemen, wordt de magnetische inductie geleidelijk opgevoerd, tot een maximale waarde van 1,4 Wb/m². Deze waarde maakt het mogelijk de protonen nog op hun baan te houden bij een eindenergie van 3100 MeV. Door een geschikte afbuiginrichting, die weer in een ander recht stuk van de versnellingskamer is ondergebracht, kan de bundel versnelde protonen uit de ringvormige kamer naar buiten worden gebracht.

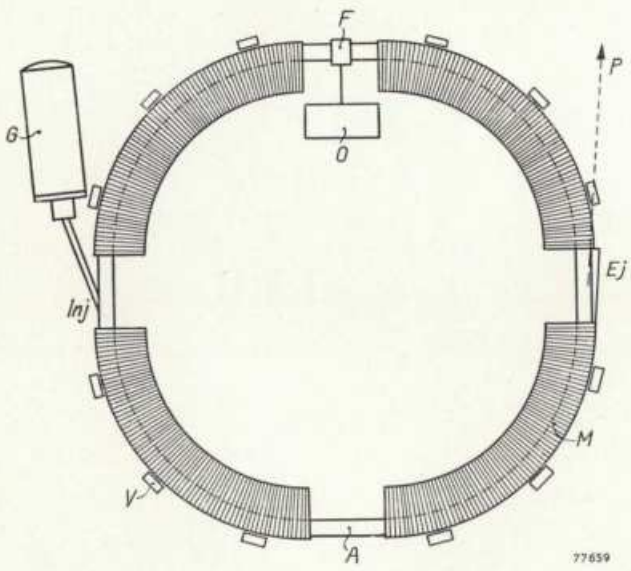


Fig. 1. Plattegrond van het Cosmotron. De te versnellen protonen lopen op (of nabij) de as van de ringvormige geevacueerde kamer A, met een diameter van ongeveer 20 meter. De protonen worden met een beginenergie van 3,5 MeV in de kamer geïnjecteerd bij *Inj* door een Van de Graaff-hoogspanningsgenerator G. Vier electromagneten M houden de protonen op de baan. De versnelling van de protonen heeft plaats bij F, waar door de oscillator O een longitudinaal electrisch wisselveld wordt opgewekt, dat de protonen bij elke omloop een zet geeft. Hebben de protonen de eindenergie verkregen, dan worden zij door de ejector Ej uit de ringvormige kamer naar buiten geschoten (bundel P). V zijn een reeks hoogvacuumpompen voor het evacueren van de ringvormige versnellingskamer.

Bij de injectie, met een energie van 3,5 MeV, is de protonensnelheid $2{,}6 \cdot 10^7$ m/sec. Aangezien de baan langs de as van de ringvormige kamer een totale lengte van ongeveer 70 m heeft, hebben de protonen aanvankelijk ongeveer 1/350 000 sec voor een omloop nodig. Dit betekent dat in het eigenlijke versnellingsgedeelte een electrisch wisselveld met een frequentie van 350 000 Hz nodig is, ten einde de omlopende protonen telkens met de juiste faze een nieuwe zet te geven. Bij een eindenergie van 3000 MeV is de protonensnelheid (die nu met de relativistische formule moet worden berekend [2])) ongeveer 10 maal zo groot als in het begin, zodat gedurende het versnellen van een protonenpakket de frequentie van het versnellende electrische veld continu moet worden opgevoerd van 0,35 MHz tot ongeveer 4 MHz.

Hoewel voor onze verdere bespreking van de versneller deze korte beschrijving reeds voldoende zal zijn, willen we in dit hoofdstuk volledigheidshalve nog enige verdere details vermelden van de ontwerpstudie die indertijd door Brookhaven is gepubliceerd [1]). Een van de belangrijkste problemen was het opwekken van de grote magnetische energie die nodig is om de protonen in hun baan te houden. Voor een veld met een inductie van 1,4 Wb/m² in een volume ter lengte van 70 m en met een doorsnede van globaal 90 cm × 24 cm (bruto-afmetingen; de eerder vermelde afmetingen zijn de nettowaarden, binnen de versnellingskamer) is een magnetische energie van 12 megajoules nodig. Deze enorme magnetische energie [3]) moet gedurende de versnelling van een pakket protonen worden opgebouwd, en na de ejectie van de protonen moet zij weer betrekkelijk vlug worden afgebroken, ten einde het apparaat voor het volgende pakket protonen gereed te maken. Aangezien het zeer oneconomisch

---

[2]) Een overzichtelijke grafiek voor het algemene verband tussen snelheid en energie vindt men in Philips techn. T. **11**, 68, 1949.

[3]) Ter vergelijking zij vermeld dat de grote electromagneet van het eerder in dit tijdschrift beschreven synchrocyclotron te Amsterdam een magnetische energie van 0,65 megajoule heeft; zie Philips techn. T. **12**, 354, 1950, waar er ook op gewezen werd dat de magnetische energie in de luchtspleet van een krachtige luidspreker 0,25 joule bedraagt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

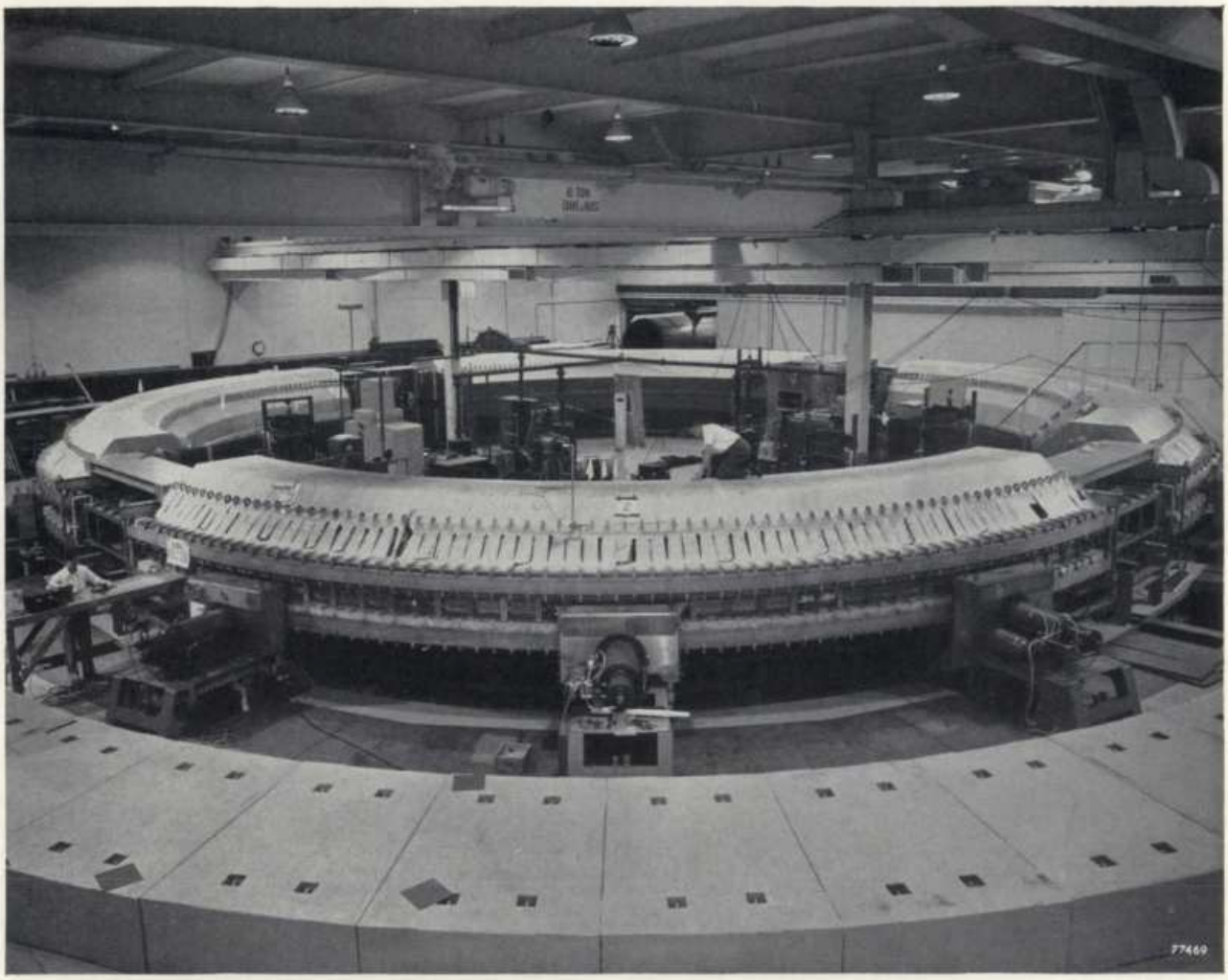


Fig. 2. Het Cosmotron in de Brookhaven National Laboratories, U.S.A. Men ziet de vier grote electromagneten, met een totaal gewicht van 2200 ton, die de uit vier stukken bestaande ringvormige versnellingskamer omgeven. Op de achtergrond de in een horizontale tank geplaatste Van de Graaff-generator. Rechts achter bevindt zich de eigenlijke versnellingsapparatuur. Op de voorgrond een betonnen muur, die het personeel tegen de straling van de machine beschermt.

zou zijn de magnetische energie na ieder protonenpakket in de vorm van warmte af te voeren, wordt zij in de vorm van de kinetische energie van een groot vliegwiel opgeslagen en opnieuw gebruikt. Om bij het opbouwen van de magnetische energie geen onredelijk grote topvermogens nodig te hebben en om de versnelling met niet al te grote „zetten" te kunnen bewerkstellingen, moet men de versnelling van een protonenpakket over een betrekkelijk lange tijd uitsmeren. Er werd een versnellingsduur van 1,0 sec gekozen. (Dit brengt mede dat de protonen gedurende hun versnelling globaal 3 millioen omlopen zullen maken.) De koeling waarvan de installatie is voorzien en het beschikbare vermogen van het motorgeneratoraggregaat dat met het vliegwiel gekoppeld is, veroorloven het, eens in de 5 seconden een protonenpakket op deze wijze te versnellen.

Een belangrijk probleem was ook de gelijktijdige variatie van het magnetische veld en van de frequentie van het versnellende electrische veld. Daar de electromagneet een essentieel niet-lineair schakelelement is, zou het moeilijk zijn een precies voorgeschreven tijdsverloop van het magnetische veld te realiseren. De ontwerpers van het Cosmotron hebben deze moeilijkheid omzeild door het magnetische veld als de onafhankelijke variabele te beschouwen. Uit de gegevens van de schakeling en metingen aan modellen leidden zij het te verwachten tijdsverloop van het magnetische veld af (*fig. 3*). Uit de snelheid van verandering van dit veld dB/dt, volgt hoeveel de impuls (en dus ook de energie) der protonen na iedere omloop moet toenemen om deze op dezelfde baan te doen blijven. Deze vereiste energietoeneming is in *fig. 4* als functie van de tijd uitgezet; zij daalt in de loop van de versnellingsperiode van een beginwaarde van ruim 1000 eV tot een eindwaarde van ruim 600 eV per omloop. De op ieder ogenblik van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

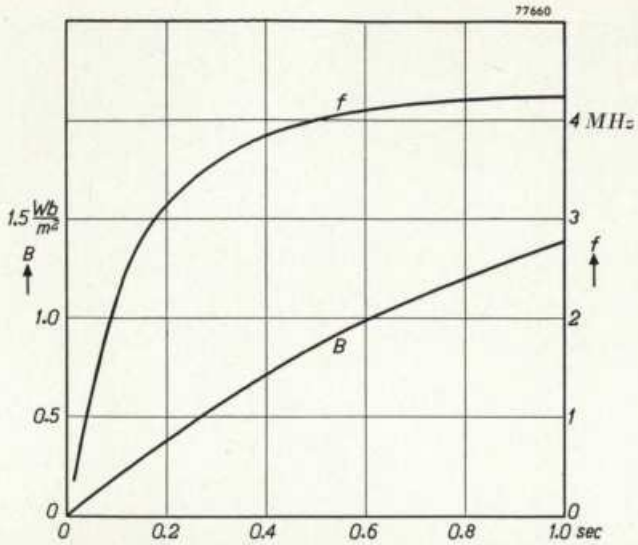


Fig. 3. Tijdsverloop van de inductie B van het magnetische veld gedurende een versnellingsperiode. Dit veld, dat de protonen op een cirkelvormige baan dwingt, wordt als de onafhankelijke variabele beschouwd; de frequentie van het versnellende electrische veld moet dan verlopen volgens de getekende kromme f, opdat de steeds sneller rondlopende protonen op hun baan binnen de ringvormige kamer blijven.

de versnellingsperiode resulterende snelheid der protonen (die alleen van de bereikte waarde B afhangt) bepaalt de frequentie van het versnellende electrische veld die dan nodig is; zie kromme f in fig. 3. Het probleem om nu dit tijdsverloop van de frequentie met de vereiste nauwkeurigheid te realiseren, werd in Brookhaven op elegante wijze als volgt opgelost: de afgeleide van het magnetische veld wordt continu door middel van een opneemspoel gemeten en het geïntegreerde signaal van deze spoel wordt gebruikt om de frequentie

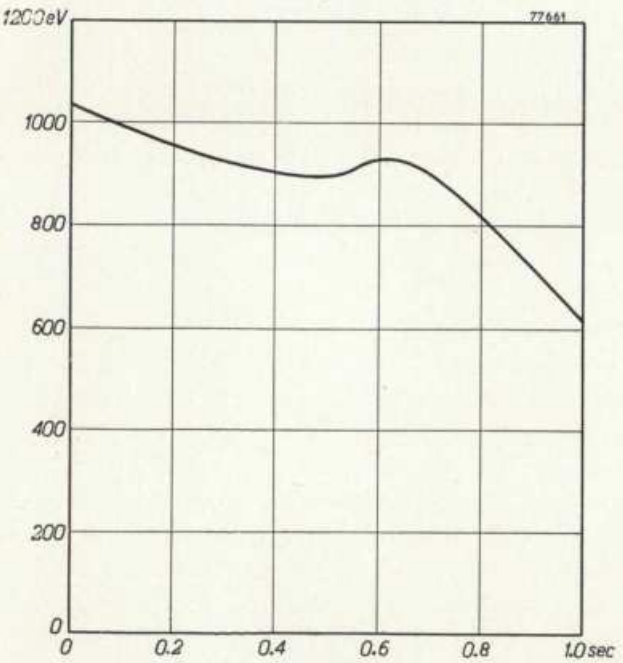


Fig. 4. Vereiste energiewinst der protonen per omloop, als functie van de tijd.

van een LC-oscillator te regelen die het versnellende hoogfrequente veld levert [4]). Daartoe bevat de zelfinductiespoel van de afstemkring van deze oscillator een kern van Ferroxcube III met een beginpermeabiliteit van ongeveer 1000. Het regelsignaal veroorzaakt een toenemende voormagnetisatie van de kern, waardoor haar effectieve permeabiliteit en dus ook de zelfinductie van de spoel snel afneemt. Op deze wijze wordt de vereiste frequentievariatie (fig. 3) verkregen, tegelijk met de nodige frequentiestabiliteit. Een fout van slechts 0,3% in de frequentie zou reeds een zodanige afwijking van de straal van de protonenbaan tot gevolg hebben dat deze buiten de ringvormige kamer zou vallen. Wordt de temperatuur van de Ferroxcubekern tot op 0,1 °C constant gehouden, dan is de frequentie van de beschreven oscillator bij iedere waarde van het regelsignaal stabiel en reproduceerbaar binnen minder dan 0,1%. De amplitude van de oscillaties houdt men constant, zodanig dat de topwaarde van de versnellingsspanning ongeveer het dubbele van de hoogste vereiste ogenblikswaarde (zie boven) bedraagt.

Met het oog op de fazestabiliteit van de omlopende protonen moeten deze het electrische veld doorlopen op een tijdstip dat beantwoordt aan een zekere fazehoek Θ nadat het veld zijn topwaarde bereikt. Worden de protonen tot een pakket gebundeld waarbij Θ ongeveer gelijk 60° is, dan moet de topwaarde van de versnellende spanning ongeveer 2200 V bedragen. De kwestie van de stabiliteit van de baan, die bij het ontwerp natuurlijk van het grootste belang was, behoeft in dit verband niet te worden beschouwd, hoewel zij aan het eind van dit artikel nog even ter sprake zal komen.

Uit het bovenstaande blijkt dat in de afstemkring van de oscillator, dus als het ware in het hart van het Cosmotron, een Ferroxcubekern wordt toegepast. Dit kerntje bood echter geen speciale problemen en behoeft in dit artikel niet te worden besproken. De Ferroxcubekern waarover wij het nu zullen hebben, maakt eveneens deel uit van het eigenlijke versnellingsgedeelte, doch ze dient voor de overdracht van de energie van de hoogfrequentie-oscillator aan de protonenstraal.

De versnellingsapparatuur

De wijze waarop het longitudinale hoogfrequente electrische veld in de protonenbaan wordt opgewekt, is een van de bijzonderheden waardoor het Cosmotron zich van andere soorten van deeltjesversnellers onderscheidt. Men kan de methode [5]) globaal be-

[4]) A. I. Pressman en J. P. Blewett, A 300- to 4000-kilocycle electrically tuned oscillator, Proc. Inst. Rad. Engrs. **39**, 74-77, 1951.

[5]) Het versnellen van deeltjes volgens een dergelijke methode werd reeds voorgesteld door A. Bouwers in zijn boek: Elektrische Höchstspannungen, J. Springer, Berlijn 1939, pag. 83.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

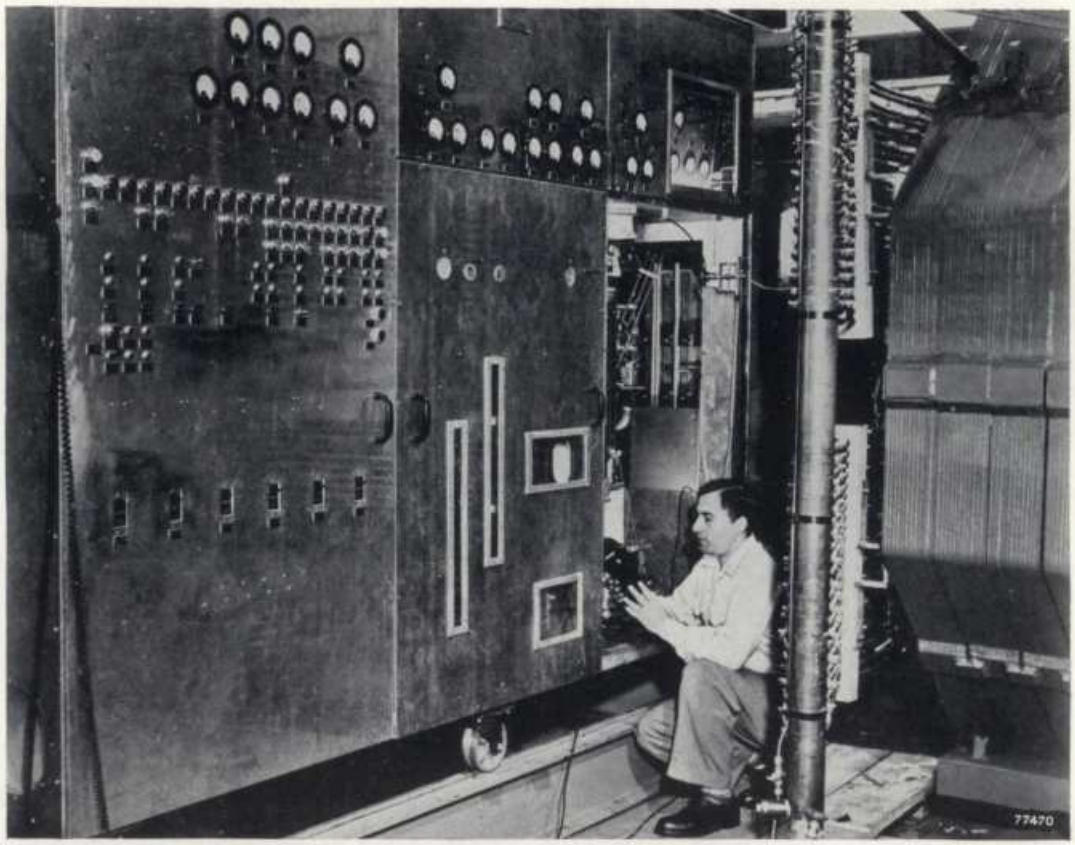


Fig. 5. De eindversterker die de hoogfrequente energie aan de primaire wikkeling van de transformator levert.

schrijven door de grote ringvormige baan van de protonen te beschouwen als de uit een enkele winding bestaande secundaire wikkeling van een transformator, waarvan de primaire wikkeling bestaat uit een spoel (met één of meer windingen) in de anodeketen van een eindversterker (*fig. 5*), die door de hoogfrequentieoscillator wordt bestuurd. Een goede koppeling tussen de beide wikkelingen wordt verkregen door een ferromagnetische kern (*fig. 6*).

Toen men aan het ontwerp van het Cosmotron begon, kon men de toepassing van een dergelijk systeem voor de versnelling in overweging nemen omdat toen reeds bekendheid was gegeven aan de ferromagnetische materialen voor hoge frequenties die door de Philipslaboratoria te Eindhoven waren ontwikkeld [6]). Het was duidelijk dat het gebruikelijke transformatorstaal, zelfs bij uiterst fijne lamellering, in dit geval onbruikbaar zou zijn wegens de te grote wervelstroomverliezen. Ook kernen van ijzerpoeder of van „Permalloy" boden geen erg gunstige vooruitzichten (zie onder). Van de nieuwe materialen daarentegen, die een zeer klein electrisch geleidingsvermogen bezitten, konden goede resultaten worden verwacht, zelfs bij een dikte der onderdelen van enige centimeters.

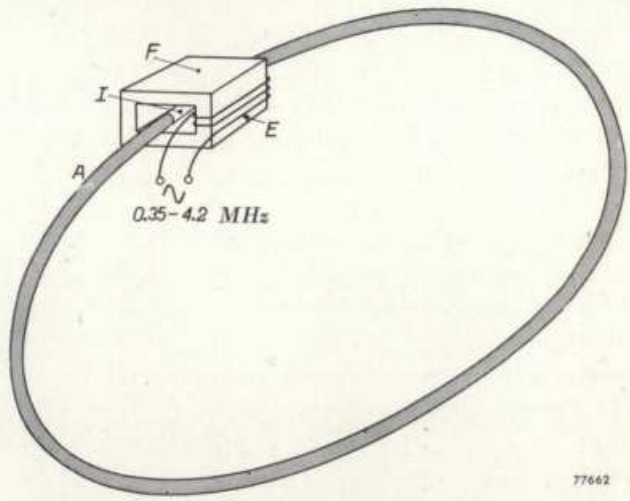


Fig. 6. Vereenvoudigde voorstelling van het principe van de versnellingsmethode die in het Cosmotron wordt toegepast. De metalen ringvormige versnellingskamer *A* fungeert als secundaire wikkeling van een transformator met primaire wikkeling *E* en ferromagnetische kern *F*. *I* is een isolerend gedeelte in de ringvormige kamer, waarover de longitudinale, versnellende spanning komt te staan. — In werkelijkheid is de kern *F* omgeven door een koperen mantel, met in het midden de opening *I*. De mantel vormt met de windingen een autotransformator. Op deze wijze blijft het electrische veld beperkt tot de opening *I* en men voorkomt radiostoringen in de omgeving.

[6]) J. L. Snoek, Niet-metallisch magnetisch materiaal voor hoge frequenties, Philips techn. T. **8**, 353-360, 1946; J. L. Snoek, New developments in ferromagnetic materials, Elsevier Publishing Co., Amsterdam 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De kwantitatieve eisen aan het kernmateriaal te stellen, werden afgeleid uit de formule voor de ingangsimpedantie Z van de bovengenoemde transformator (zie het eerste in [1]) aangehaalde artikel, verg. 7). In vereenvoudigde vorm luidt deze formule:

$$Z \sim f \mu_r \left(\frac{1}{Q} + j \right).$$

Hierin is f de frequentie, μ_r de relatieve permeabiliteit van het kernmateriaal en Q de gebruikelijke kwaliteitsfactor van de primaire wikkeling, waarbij de invloed van de verliezen in de kern reeds zijn verwerkt. Om de vereiste versnellende spanning (2200 V topwaarde) met een niet al te grote anodestroom van de oscillator te kunnen opwekken, is een hoge impedantie Z gewenst, terwijl ter beperking van de verliezen en de warmteontwikkeling in de transformator het reële gedeelte van Z natuurlijk niet te groot moet zijn. Men heeft daarom een kernmateriaal nodig dat een grote permeabiliteit μ_r bezit, liefst niet minder dan 500, en geringe verliezen, die een redelijk grote kwaliteitsfactor opleveren, van bijv. niet beneden 0,5, ook bij de hoogste gebruikte frequenties (4,2 MHz). In Brookhaven uitgevoerde metingen van μ_r en Q aan ringkernen van verschillende materialen leverden de in *tabel I* weergegeven resultaten op [1]). Een vergelijking van deze resultaten toont duidelijk de superioriteit van het ferrietmateriaal voor deze toepassing aan, al kon uit de resultaten nog niet met zekerheid worden geconcludeerd dat men met ferrieten het doel zou kunnen bereiken.

Er dient te worden opgemerkt dat het in fig. 6 geschetste systeem niet de enige mogelijke oplossing was om energie van de hoogfrequentiebron aan de protonenstraal over te dragen. Een andere oplossing die door de onderzoekers van Brookhaven in overweging werd genomen, behelsde de toepassing van een in trilling gebracht, afgestemd systeem, bijv. een trilholte, waarvan de resonantiefrequentie continu over het gewenste frequentiegebied moet worden gevarieerd. Hoewel voor het Cosmotron het eerst beschouwde systeem werd verkozen, is het andere systeem thans weer belangrijk geworden, aangezien dit waarschijnlijk zal worden toegepast in een nieuw type versneller, die zelfs nog grotere deeltjesenergieën zal kunnen leveren en die thans door het laboratorium te Brookhaven en enige andere laboratoria in studie is genomen. Aan het einde van dit artikel komen we op deze verdere ontwikkeling terug.

Tabel I. Eigenschappen van verschillende kernmaterialen bij 1 MHz, gemeten in het laboratorium te Brookhaven [1]).

Materiaal	μ_r	Q
4-79 Mo „Permalloy" (lamellen van 25 μ)	600	0,6
Fe-poeder (korrelgrootte <75 μ, kwaliteit B)	35	2,0
81 „Permalloy"poeder (korrelgrootte <125 μ)	75	1,6
2-81 „Permalloy"poeder (korrelgrootte <125 μ)	125	3,0
Karakteristiek ferrietsoort	1000	6,0

Om het transformatorsysteem te kunnen verwezenlijken, werden de fabrikanten van ferrieten voor twee practische problemen geplaatst: de keuze van het meest geschikte ferrietmateriaal en de vervaardiging van de zeer omvangrijke kern. Het venster van de kern moest ongeveer 100 cm breed en 34 cm hoog zijn, om doortocht te bieden aan de ringvormige versnellingskamer en tevens aan de primaire wikkeling. Om de magnetische inductie in de kern laag genoeg te houden, was een kerndoorsnede van 10 × 50 cm vereist. Dit betekende een totaal gewicht van de ferrietkern van ongeveer 750 kg.

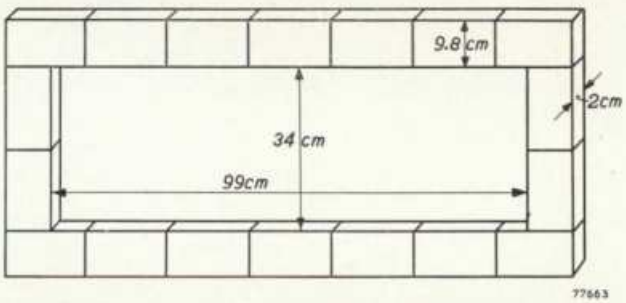


Fig. 7. Maatschets van een der 24 „schilderijlijsten", opgebouwd uit blokken Ferroxcube IV, die door Philips voor de kern van het Cosmotron werden vervaardigd.

Nadat de onderzoekers van Brookhaven zich in 1948 met het Philipslaboratorium te Irvington in verbinding hadden gesteld om tot de keuze van een geschikt ferriet voor de kern te komen, en nadat de eigenschappen van verschillende in aanmerking komende materialen waren onderzocht, werd in November 1949 de vervaardiging van een gedeelte van de kern aan Philips opgedragen. Dit gedeelte bestond uit 24 „schilderijlijsten" van Ferroxcube IV, van de in *fig. 7* aangegeven afmetingen; iedere lijst werd samengesteld uit blokken van 170,0 × 98,0 × 20,0 mm. De laatste van deze lijsten werden in Mei 1950 afgeleverd. Zij werden in het Cosmotron in twee groepen van ieder 12 lijsten opgesteld. De foto *fig. 8*, die tijdens de bouw van het Cosmotron werd gemaakt, toont één van deze groepen; in *fig. 9* is de complete kern afgebeeld.

We zullen nu iets nader ingaan op het onderzoek dat aan de opdracht voorafging, en op de methodes voor de fabricage van de lijsten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

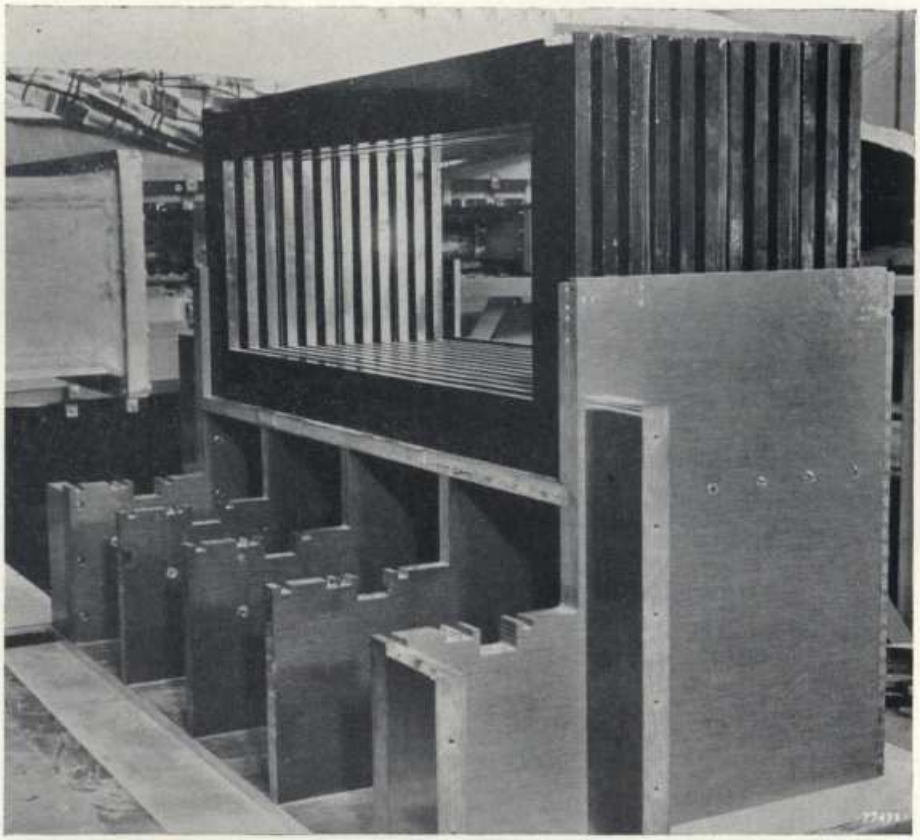


Fig. 8. Groep van 12 „schilderijlijsten" van Ferroxcube, tijdens het monteren van de kern van het Cosmotron. Links een stuk van de ringvormige versnellingskamer, die door het venster van de kern wordt gevoerd.

Materiaalkeuze en fabricage van de Ferroxcubelijsten

Het ferriet dat indertijd verreweg in de grootste hoeveelheden werd geproduceerd, was Ferroxcube III, een vaste oplossing van mangaan-, zink- en ferroferrieten. Dit type ferrietmateriaal heeft de kleinste hysteresisverliezen, een eigenschap die van groot belang is voor toepassingen in de telefonie, en toentertijd was de toepassing van ferriet voor draaggolftelefonie kwantitatief de belangrijkste [7]). De verschillende variëteiten van Ferroxcube III hebben een relatieve beginpermeabiliteit tussen 800 en 1700 [8]), een soortelijke weerstand van de orde van 100 ohm cm (dit is een factor 10 millioen maal groter dan die van ijzer), en zij leveren een Q-waarde van 10 tot frequenties van 0,3 tot 0,8 MHz. Uit deze gegevens werd afgeleid dat in een kern samengesteld uit stukken ter dikte van enige cm, nog geen overmatige wervelstroomverliezen waren te verwachten. Deze conclusie scheen te worden bevestigd door proeven die men genomen had aan proefstukken van het materiaal in de kleine afmetingen die men voor draaggolftelefonie en dergelijke toepassingen nodig had. Toen men echter blokken van dit materiaal met afmetingen van enige cm, die in Eindhoven waren vervaardigd voor de

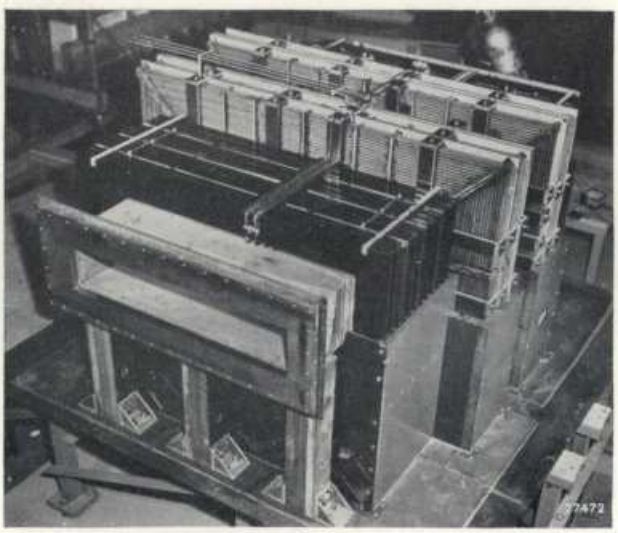


Fig. 9. De volledige ferrietkern. De Ferroxcubelijsten vormen het voorste en het achterste gedeelte van de kern.

[7]) G. H. Bast, D. Goedhart en J. F. Schouten, Een draaggolftelefoniesysteem voor 48 kanalen, Philips techn. T. **9**, 161-171, 1947 en **10**, 353-363, 1948.

[8]) Zie bijv. J. J. Went en E. W. Gorter, De magnetische en electrische eigenschappen van Ferroxcubematerialen, Philips techn. T. **13**, 213-226, 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

samenstelling van een proefkern voor het Cosmotron, in Brookhaven ging beproeven, ontdekte men dat de aanvangspermeabiliteit μ_i van deze blokken met toenemende frequentie abnormaal snel afnam en bij ongeveer 2 MHz nog slechts een zeer geringe waarde had (*fig. 10*). Een te Irvington uitgevoerd nader on-

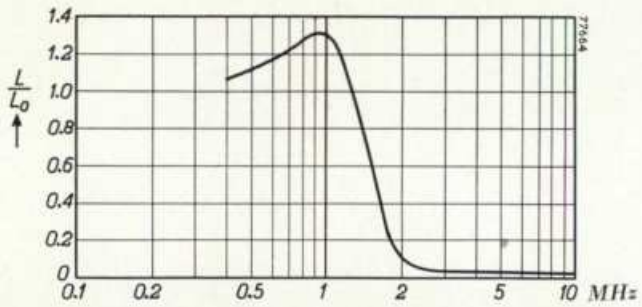


Fig. 10. Verloop van de permeabiliteit van Ferroxcube III met de frequentie, gemeten aan proefblokken voor het Cosmotron. Als maat voor de permeabiliteit is gebruikt de zelfinductie L van een ringspoel met de Ferroxcubeblokken als kern, gedeeld door de zelfinductie L_0 van dezelfde spoel bij lage frequenties.

derzoek van dit onverwachte verschijnsel bracht het bestaan van een dimensioneel effect aan het licht, dat bleek te kunnen worden toegeschreven aan een zeer grote diëlectrische constante van het materiaal [9]).

De snelle daling van μ_i, die heel algemeen als een resonantieverschijnsel kan worden beschouwd, bleek naar hogere frequenties te verschuiven wanneer men luchtspleten in de kern aanbracht; bij een gegeven frequentie kreeg men zodoende met een grotere luchtspleet een grotere effectieve permeabiliteit (*fig. 11*). Dit resultaat maakte het zeer waarschijnlijk dat de permeabiliteit die men zonder luchtspleet had gemeten, geen ware materiaalconstante was. Deze opvatting werd gestaafd door experimenten met gelamelleerde kernen. Wederom werd het schijnbare resonantie-effect naar hogere frequentie verschoven naarmate de onderverdeling van de kern in een richting loodrecht op de magnetische flux fijner werd gemaakt

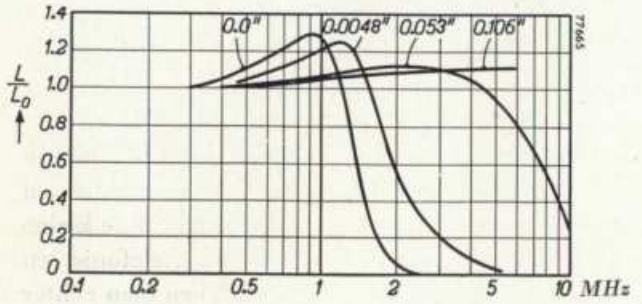


Fig. 11. Hetzelfde als in fig. 10, nadat in de spoelkern luchtspleten van resp. 0; 0,12; 1,35 en 2,7 mm waren aangebracht. De sterke daling wordt hierdoor naar hogere frequenties verschoven.

[9]) F. G. Brockman, P. H. Dowling en W. G. Steneck, Dimensional effects resulting from a high dielectric constant found in a ferromagnetic ferrite, Phys. Rev. **77**, 85-93, 1950.

(*fig. 12*). Aangezien de invloed van de normale wervelstromen de verschijnselen zeker niet kon verklaren, werd een onderzoek naar de diëlectrische eigenschappen ingesteld en er werd ontdekt dat het materiaal een verbazend hoge relatieve diëlectrische constante ε_r, nl. van 50 000, bezat. De waargenomen verschijnselen konden nu worden verklaard door aan te nemen dat op de normale wervelstromen, die aan galvanische geleiding toe te schrijven zijn, een ander soort wervelstromen gesuperponeerd zijn die op diëlectrische verplaatsing berusten. Zulke stromen zullen niet in faze met de galvanische wervelstromen zijn en kunnen in een spoel die gewikkeld is op een kern met voldoend grote doorsnede, een dimensionele resonantie veroorzaken. De golflengte van een electromagnetische golf in zulk een materiaal wordt bij benadering gegeven door:

$$\lambda \approx \frac{c}{f} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} \qquad (c = \text{lichtsnelheid}).$$

Is de kleinste afmeting van een kern in een doorsnede loodrecht op de magnetische flux een halve golflengte, dan neemt men het optreden van staande golven waar.

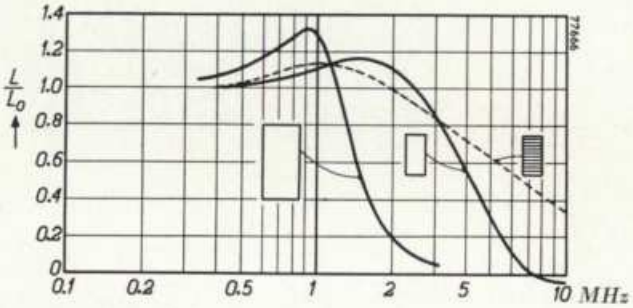


Fig. 12. Hetzelfde als in fig. 10, voor spoelkernen van verschillende doorsnede resp. met verdeling in lamellen zoals geschetst. Bij kleinere afmetingen blijkt de daling weer naar hogere frequenties te zijn verschoven. (Bij een der krommen treden negatieve L-waarden op, hetgeen zeggen wil dat men een dimensionele resonantiefrequentie is gepasseerd en de inductie in de spoelkern nu in tegenfaze met het exciterende wisselveld oscilleert.)

Hoewel deze ontdekking uit wetenschappelijk oogpunt heel interessant was, toonde zij aan dat Ferroxcube III geen geschikt materiaal voor de kern van het Cosmotron was. Er was echter in Eindhoven nog een ander type ferrietmateriaal beschikbaar, Ferroxcube IV (nikkel-zinkferriet), en een variëteit van dit type bleek geheel en al aan de eisen te voldoen. Dit materiaal heeft een voldoend kleine diëlectrische constante en een veel grotere soortelijke weerstand dan Ferroxcube III (van de orde van 10^6 tot 10^7 ohm cm), zodat bij de te gebruiken frequenties zelfs in grote blokken geen dimensionele resonantie-effecten konden optreden. De lijsten voor het Cosmotron werden dus van Ferroxcube IV vervaardigd. Het verloop van de permeabiliteit van een der grote lijsten met de frequentie is in *fig. 13* weergegeven.

De grote afmetingen van de kern, die aldus (tezamen met de hoge frequenties) de keuze van het materiaal beïnvloedden, brachten ook enkele moei-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lijke problemen voor de fabricage mee. Ferrietmaterialen worden langs keramische weg vervaardigd, dwz. de poedervormige grondstoffen worden, na toevoeging van geschikte binders, door persen, spuiten of dergelijke bewerkingen in de vorm van de voorwerpen gebracht die men wil vervaardigen; de zo gevormde onderdelen worden dan gedroogd en bij hoge temperatuur gebakken. Bij het bakken treedt een krimp op, die in het geval van de

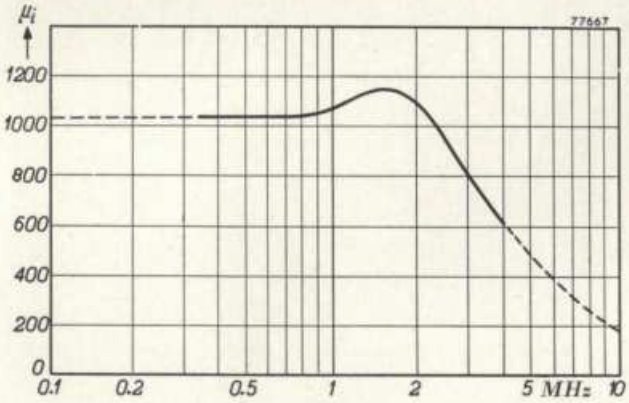


Fig. 13. Relatieve beginpermeabiliteit μ_i van Ferroxcube IV, gemeten aan een der lijsten voor het Cosmotron, als functie van de frequentie. Een daling treedt hier pas bij veel hogere frequenties op dan bij Ferroxcube III.

ferrieten 20 tot 24% kan bedragen (lineair). Ten gevolge van deze sterke krimp, die door *fig. 14* wordt geïllustreerd, moet men bij het drogen en bakken van zulke grote blokken als voor de Cosmotronkern zorgen voor een uiterst homogene temperatuurverdeling, ten einde barsten te ver-

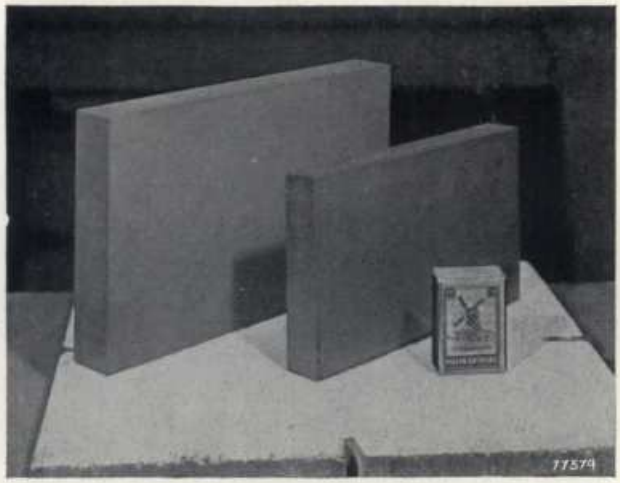


Fig. 14. Een blok gevormd uit Ferroxcube, vóór en na het stoken. Bij het stoken op hoge temperatuur treedt een krimp van 20-24% op.

mijden. Het drogen van de blokken, die in een 80-tons pers werden geperst, moest ook zeer langzaam geschieden: de blokken verbleven gedurende enkele dagen in een droogkamer op een temperatuur van ongeveer 40 °C. Daarna werden de blokken in speciale ovens in een zuurstofatmosfeer gestookt, met een temperatuurcyclus die zich over enkele dagen uitstrekte. Een hiervoor gebruikte oven is in *fig. 15* afgebeeld. Het stoken moest natuurlijk met grote zorg worden uitgevoerd, aangezien de reacties die tijdens het stoken optreden, essentieel zijn om het ferriet de speciale magnetische eigenschappen te geven.

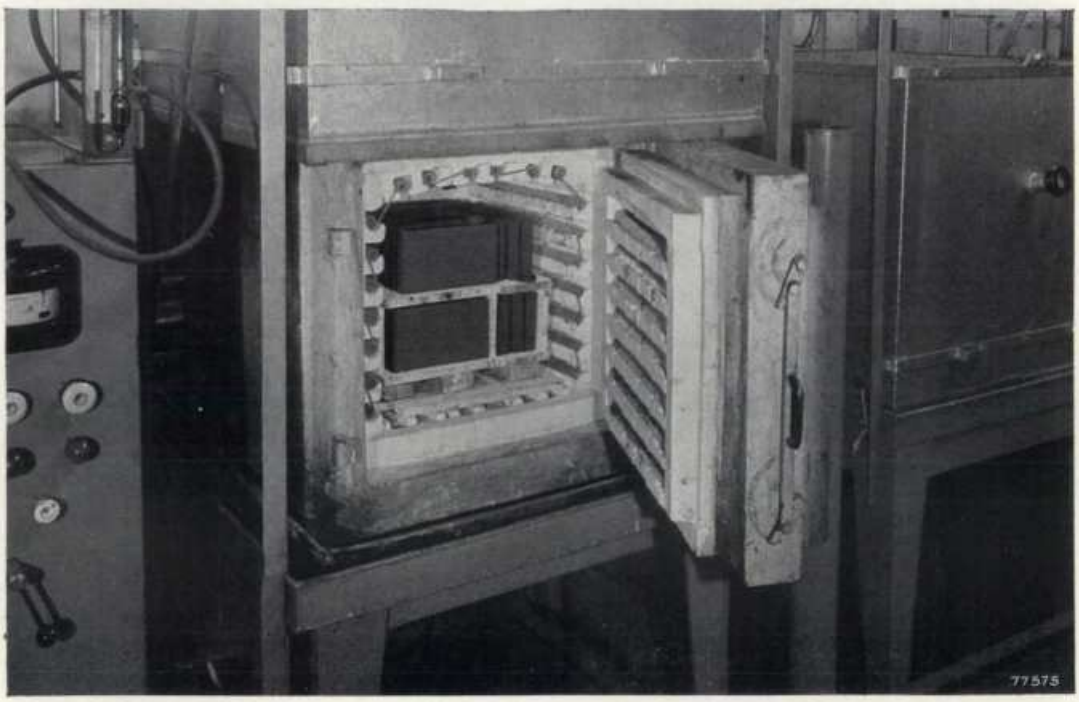


Fig. 15. Een der electrische ovens waarin het stoken van de blokken Ferroxcube IV voor de Cosmotronkern werd uitgevoerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Hierna moesten de blokken aan elkaar worden gelijmd om de in fig. 7 geschetste „schilderijlijsten" op te bouwen. De onvermijdelijke luchtspleten tussen de aan elkaar te voegen blokken werden tot enkele microns teruggebracht door de oppervlakken van de blokken met deze nauwkeurigheid af te slijpen. Het zal duidelijk zijn dat de blokken verder ook zeer nauwkeurig haaks moesten zijn: in het grootste zijvlak van een blok mocht de hoek tussen de ribben hoogstens 1 boogminuut van 90° afwijken en in het middelste zijvlak 1,5 boogminuut.

In Eindhoven vond men dat het ferrietmateriaal goed kon worden gelijmd met een thermoplastische stof uit de aethoxylinegroep, die bij een temperatuur van ongeveer 180 °C hard wordt. De ervaring met een proeflijst, die ten behoeve van voorlopige metingen was vervaardigd, had echter aangetoond dat de eenvoudige procédé's die voor het lijmen en harden van soortgelijke verbindingen tussen andere materialen en ook bij Ferroxcube III worden toegepast, in geval van Ferroxcube IV niet voldeden. Dit moest worden toegeschreven aan de porositeit van het gesinterde Ferroxcube IV — een eigenschap die essentieel is om gedurende het stoken de zuurstof tot het binnenste van de blokken te laten doordringen, maar die helaas ook de mogelijkheid schept dat waterdamp die aan de zijvlakken binnentreedt, doordringt tot de dunne plasticumlaag in de lijmvoeg, die dientengevolge in enkele maanden bederft.

Voor het lijmen van de blokken Ferroxcube IV werd dus een speciaal procédé uitgewerkt. De hoofdstappen van dit procédé bestonden in een grondige reiniging van de te lijmen oppervlakken en in een herhaalde impregnatie van de blokken met het plasticum in vacuum en daarop volgende verhitting. Voor het lijmen werd een speciaal gereedschap gemaakt, waarmee de blokken van een lijst gedurende het harden met een constante kracht op elkaar konden worden gedrukt. Het grootste gedeelte van de plasticumlaag tussen naburige blokken wordt hierdoor gedurende dat gedeelte van de polymerisatieperiode waarin de viscositeit van de lijm zeer gering is, uit de voegen geperst. Op deze wijze werden de spleten die met niet-ferromagnetisch materiaal gevuld zijn, tot de bovengenoemde geringe lengte gereduceerd. Als laatste voorzorgsmaatregel werden de lijsten na het lijmen met een waterafstotende polyvinyllak bedekt.

De zo verkregen verbindingen zijn mechanisch sterker dan het Ferroxcube IV zelf. Dit was experimenteel vastgesteld en het bleek opnieuw toen de lijsten naar Brookhaven werden verzonden, waarbij een kist die een van de lijsten bevatte, uit de hijskraan viel: de lijst brak op twee plaatsen, maar in geen van de voegen.

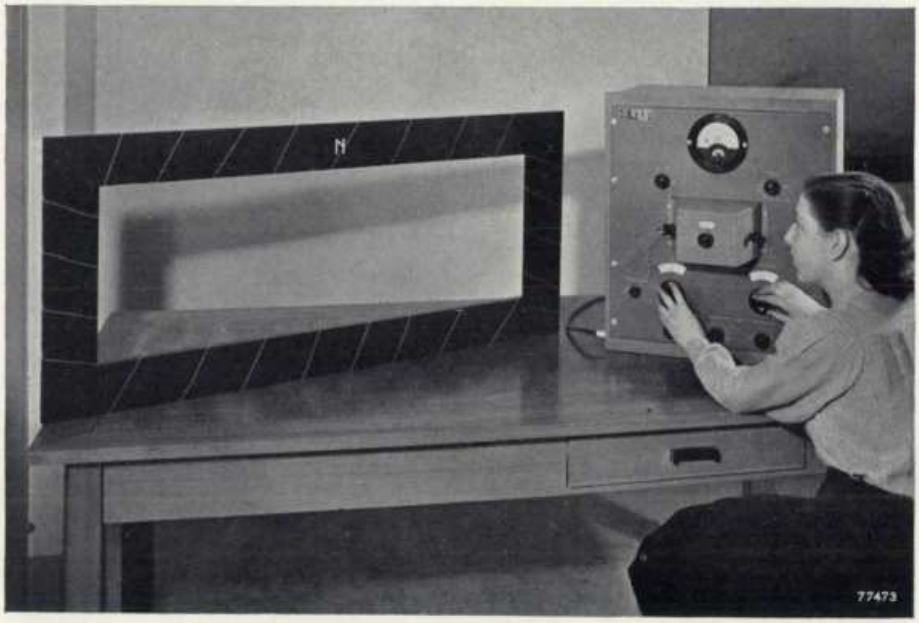


Fig. 16. Een der „schilderijlijsten" van Ferroxcube voor de Cosmotronkern, bij de contrôlemetingen in de Keramische Fabriek te Eindhoven.

De foto *fig. 16* toont een van de gereedgemaakte lijsten bij de meting in Eindhoven.

Volgens mededelingen van Brookhaven voldoet de kern onder de daar toegepaste belasting zeer goed. De lijsten zijn met enige tussenruimte opgesteld, en aangezien de gehele kern door een kopermantel is omgeven, kan geforceerde luchtkoeling worden toegepast. Zelfs zonder koeling echter treedt geen noemenswaardige temperatuurstijging van de kern

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

op. Voor verdere gegevens over de prestaties van de oscillator en het gehele versnellingsapparaat moet de lezer worden verwezen naar de recente publicaties van de laboratoria te Brookhaven [1]).

De toepassing van ferrieten in versnellers met sterke focussering

Sedert het Cosmotron in werking werd gesteld, heeft een nieuwe ontdekking door medewerkers en adviseurs van de laboratoria te Brookhaven groot opzien gebaard, nl. die van het principe der zg. sterke focussering [10]). Dank zij dit principe — waarop wij hier niet nader kunnen ingaan — is het mogelijk de amplitude van de radiale en de verticale trillingen der omlopende deeltjes zodanig te reduceren dat de doorsnede van de ringvormige vacuumkamer veel kleiner kan worden gemaakt dan in het geval van het Cosmotron. Het zou derhalve, bij een zelfde totale magnetische energie en dus heel globaal ook met dezelfde totale kosten van de installatie, mogelijk moeten zijn deeltjes op een ringvormige baan te houden die een bijv. 10 maal zo grote diameter heeft als het Cosmotron. Dit betekent dat het mogelijk wordt een 10 maal zo grote deeltjesenergie als in het Cosmotron, dus ongeveer 30 000 MeV te bereiken (volgens verg. (1) is de impuls evenredig met het product BR, en bij deze grote energieën is de energie ongeveer evenredig met de impuls; zie ook de grafiek fig. 10 in het in noot [2]) aangehaalde artikel).

Op verschillende plaatsen zijn thans plannen voor versnellers volgens dit principe in studie. Bij zulk een versneller zal men niet, zoals in het Cosmotron gedaan is, een enkel versnellingsapparaat gebruiken doch een groot aantal dergelijke apparaten, die in dit geval zullen werken volgens het principe van de continu afgestemde resonator, dat hierboven reeds werd vermeld. Hierbij zal dus geen transformator te pas komen, maar merkwaardig genoeg zal men weer van ferrieten gebruik moeten maken, en zelfs op veel grotere schaal dan in het Cosmotron: de resonatoren zullen bestaan uit trilholten die massieve ferrietkernen bevatten. De resonantiefrequentie van zulk een trilholte kan door een voormagnetiserend veld worden gewijzigd, ongeveer op dezelfde manier als bij de stuuroscillator van het Cosmotron werd beschreven. Daar voor iedere trilholte enige tonnen ferriet nodig zijn, zal een versneller voor 30 000 MeV een totale hoeveelheid van enige honderd tonnen vereisen. Het te gebruiken ferriet zal aan zeer zware eisen moeten voldoen. Bij een van de voorlopige ontwerpen komt men tot een laagste resonantiefrequentie van 3 MHz en een hoogste van 17 MHz. Voor deze frequentievariatie van ongeveer 1 : 6 is een permeabiliteitsvariatie nodig van 1 : 36, die door een voormagnetiserend veld moet worden verkregen. Verder zal de kwaliteitsfactor bij alle in aanmerking komende frequenties minstens 10 moeten bedragen, bij een maximale inductie van 0,01 Wb/m² (bij de laagste frequentie). In samenwerking met Brookhaven hebben de Philipslaboratoria te Eindhoven een ferriet ontwikkeld dat de vereiste eigenschappen bezit, zoals door *fig. 17* wordt aangetoond. Monsters van dit ferriet worden thans in twee laboratoria die zich met het ontwerp van versnellers voor deze zeer grote energieën bezighouden, beproefd.

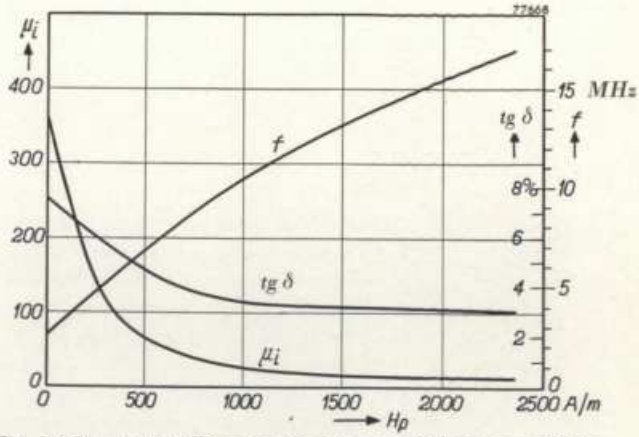


Fig. 17. Voor versnelling van deeltjes met behulp van afstembare trilholten werd te Eindhoven een Ferroxcubemateriaal ontwikkeld waarvan de permeabiliteit μ_i zeer sterk kan worden gevarieerd door een voormagnetiserend veld H_p. De kromme f geeft de aldus te realiseren frequentievariatie (totale variatie 1 : 6) weer. De kwaliteitsfactor ($= 1/tg\,\delta$) van een trilholte gevuld met dit materiaal is ook bij de laagste frequenties > 10.

Samenvatting. De protonenversneller die door de Brookhaven National Laboratories in de Ver. Staten is ontworpen en gebouwd en die de naam van Cosmotron heeft gekregen, heeft thans reeds protonen met een energie van 2300 millioen electronvolt geleverd. Verwacht wordt dat deze energie tot 3000 MeV kan worden opgevoerd. Het eigenlijke versnellingsapparaat van deze machine bestaat uit een grote transformator, waarvan de ferromagnetische kern bekrachtigd wordt door een wisselstroom, welks frequentie tijdens de versnelling, die 1 sec duurt, van 0,35 MHz tot 4,2 MHz toeneemt. Met het oog op deze hoge frequenties kwamen voor de kern alleen ferrietmaterialen, die zeer geringe wervelstroomverliezen hebben, in aanmerking. Nadat door de laboratoria te Brookhaven, in samenwerking met de Philipslaboratoria te Irvington, U.S.A., en te Eindhoven, een geschikt soort Ferroxcube was uitgezocht, dat aan de eisen wat betreft permeabiliteit en kwaliteitsfactor voldeed, werd het grootste gedeelte van de kern door de Philipsfabrieken te Eindhoven vervaardigd. In dit artikel worden enkele problemen besproken die zich bij de vervaardiging van de onderdelen van de Ferroxcubekern voordeden. Te Eindhoven is thans ook een ander soort Ferroxcube ontwikkeld, dat de vereiste eigenschappen bezit voor de versnellingsapparatuur van machines die met sterke focussering werken; zulke machines, die waarschijnlijk deeltjes van 30 000 MeV of nog meer zullen kunnen leveren, zijn thans in verscheidene laboratoria in studie.

[10]) E. D. Courant, M. S. Livingston en H. S. Snyder, The strong-focusing synchrotron — a new high energy accelerator, Phys. Rev. **88**, 1190-1196, 1 Dec. 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN *RC*-MEETOSCILLATOR VOOR HET FREQUENTIEGEBIED VAN 20 Hz TOT 250 000 Hz

door J. D. VEEGENS en F. PRADO.

621.396.615.1.029.4

Oscillatoren waarvan de frequentie wordt bepaald door weerstanden en capaciteiten („RC-oscillatoren"), zijn algemeen bekend als generatoren van niet-sinusvormige trillingen, bijv. de multivibrator. RC-oscillatoren kunnen echter ook zo worden ingericht dat de trilling nagenoeg sinusvormig is. Moet de frequentie gevarieerd kunnen worden tussen zeer wijde grenzen, dan bieden zij zelfs bepaalde voordelen boven LC-oscillatoren.

De in het onderstaande artikel besproken RC-oscillator is ontwikkeld voor meetdoeleinden. Hij levert bij frequenties van 20 Hz tot 250 kHz een spanning die zeer weinig vervorming vertoont en bovendien nagenoeg constant is.

Electrische netwerken zoals versterkers, ontvangtoestellen voor telecommunicatie, filters, kabels enz. kan men beschouwen als vierpolen. In het algemeen is de uitgangsspanning van een vierpool verschillend van de ingangsspanning: behalve versterking of verzwakking, kunnen ook vervorming en detectie zijn opgetreden, in een mate die afhangt van de frequentie en van de amplitude der ingangsspanning. Voor het onderzoek van vierpolen moet men dus beschikken over een oscillator die een spanning levert waarvan de frequentie en de amplitude regelbaar en bekend zijn. Eveneens moet men de vervorming kennen, waarvan de spanning nooit volkomen vrij is.

In dit artikel willen wij een meetoscillator beschrijven voor het frequentiegebied van 20 Hz tot 250 000 Hz, waartoe dus in de eerste plaats het gebied van de hoorbare frequenties behoort (circa 30 tot 16 000 Hz), en verder een belangrijk deel van het gebied der draaggolftelefonie.

Zoals bekend, kunnen wisselspanningen worden opgewekt door een buisoscillator waarvan de frequentie wordt bepaald door een selectieve kring bestaande uit een spoel en een condensator; meestal heeft daarbij de spoel een vaste zelfinductie en de condensator een variabele capaciteit. Voor het gebied van de hoorbare en nog lagere frequenties echter zijn aan een directe toepassing van deze methode enige practische nadelen verbonden:

1) Het frequentiegebied dat met een spoel van vaste zelfinductie en een afstemcondensator van een gebruikelijke maximumcapaciteit (bijv. 1000 pF) wordt bestreken, is tamelijk klein, met grenzen in de verhouding bijv. 1:3. Het totale frequentiegebied moet dus worden verdeeld in een groot aantal gebieden, wat herhaaldelijk overschakelen nodig maakt.

2) De spoelen die men voor het opwekken van lage frequenties nodig heeft, moeten een zeer grote zelfinductie hebben. Zulke spoelen zijn niet alleen vrij kostbaar, maar het is ook moeilijk, ze voldoende stabiel van zelfinductie te maken.

Om deze nadelen te vermijden, wordt voor zg. toongeneratoren dikwijls gebruik gemaakt van het heterodyneprincipe. Daarbij wordt de gewenste frequentie verkregen door menging van de spanningen van twee oscillatoren, die verschillende, vrij hoge, frequenties hebben [1]). Met dit systeem kan zonder overschakeling een groot frequentiegebied worden bestreken en er zijn geen spoelen met grote zelfinductie voor nodig. Het heeft echter weer andere bezwaren, die naar een nog betere oplossing deden zoeken.

Het voornaamste bezwaar is wel dat bij lage frequenties de relatieve frequentiestabiliteit in principe gering is en slechts binnen redelijke grenzen kan worden gehouden door de afstemelementen van beide oscillatoren te laten voldoen aan zeer hoge eisen (temperatuurcoëfficient van de zelfinductie der spoelen en van de capaciteit der condensatoren zeer klein en zeer goed reproduceerbaar). Een tweede bezwaar van heterodyne oscillatoren is het tamelijk gecompliceerde circuit (twee oscillatoren, een mengbuis, een versterker en middelen om ongewenste frequenties te onderdrukken).

De *RC*-oscillator

Dat het mogelijk is, buisoscillatoren te maken waarvan het selectieve netwerk bestaat uit weerstanden (in plaats van spoelen) en condensatoren, is reeds lang bekend [2]). Een schakeling die voor zulke „*RC*-oscillatoren" van grote practische be-

[1]) Zie bijv. L. Blok, Een toongenerator, Philips techn. T. **5**, 276-282, 1940; ook Philips techn. T. **8**, 251, 1946, voor draaggolftelefonie.

[2]) J. van der Mark en Balth. van der Pol, Het opwekken van sinusoïdale trillingen met een trillingstijd, bepaald door een relaxatietijd, T. Ned. Radiog. **6**, 79-90, 1934; Physica **1**, 437-448, 1934.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tekenis zou blijken te zijn, is behandeld in publicaties die van 1938 en 1939 dateren [3]); deze schakeling wordt in de hier te beschrijven meetoscillator toegepast.

Er zijn nog verschillende andere schakelingen mogelijk, waarvan in de eerste plaats van belang zijn die waarbij in plaats van het aanstonds te bespreken *RC*-filter een zg. T-filter of dubbel T-filter is aangebracht, en in de tweede plaats die waarbij het *RC*-netwerk is ondergebracht in het tegenkoppelcircuit.

Dit schema (*fig. 1*) toont o.a. een weerstandsversterker, die uit twee trappen bestaat, welke in het in aanmerking komende frequentiegebied tezamen een fazeverschuiving van 360° tussen de uitgangs- en de ingangsspanning bewerkstelligen. De uitgang van de versterker is verbonden met de ingang over een filter bestaande uit de weerstanden R_1 en R_2 en de condensatoren C_1 en C_2, waardoor een positieve terugkoppeling ontstaat. Het systeem zal oscilleren met die frequentie waarvoor de versterking bij rondgang door het gehele circuit (de

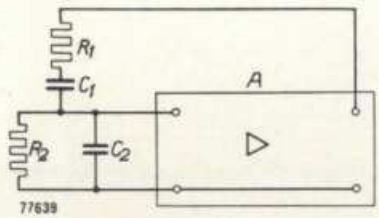


Fig. 1. Principeschema van een *RC*-oscillator. Over een filter, dat bestaat uit de weerstanden R_1 en R_2 en de condensatoren C_1 en C_2, krijgt de versterker A een positieve terugkoppeling. Een voorwaarde voor het oscilleren is dat de fazeverschuiving tussen de ingangs- en de uitgangsspanning van de versterker 360° bedraagt.

rondgangsversterking) juist 1 is. Zoals we straks zullen zien, is dit het geval voor de frequentie f_0, gegeven door

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{R_1R_2C_1C_2}},$$

terwijl bij een geschikte keus van de filterelementen (namelijk $R_1 = R_2$ en $C_1 = C_2$) de versterker slechts met een factor 3 behoeft te versterken.

Met dit type oscillator kan men op eenvoudige wijze de volgende gunstige eigenschappen verkrijgen:
a) De frequentie kan, ook bij lage waarden, tot op enkele $^0/_{00}$ stabiel zijn; de stabiliteit hangt in hoofdzaak af van de gebruikte weerstanden en condensatoren, en slechts in veel geringere mate van de buizen en de overige schakelelementen.

b) De uitgangsspanning kan over een zeer groot frequentiegebied, bijv. 1:10^5, constant worden gehouden.
c) De vervorming kan zeer gering worden gehouden, bijv. 0,5 tot 3 $^0/_{00}$.
d) Met vaste weerstanden en normale variabele condensatoren is een groot frequentiegebied te verkrijgen, bijv. 1:10 (al kan het wenselijk zijn niet zo ver te gaan, ten einde de schaal niet te gedrongen te maken).

Het frequentiebepalende element

Indien tussen de klemmen *1* en *3* van het in *fig. 2* getekende filter een wisselspanning v_1, met de hoekfrequentie ω, wordt aangelegd, ontstaat tussen

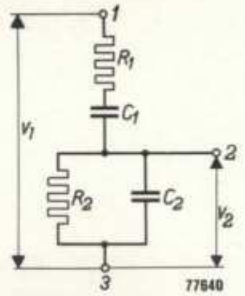


Fig. 2. Het filter R_1-C_1-R_2-C_2 van fig. 1, met de ingangsspanning v_1 en de uitgangsspanning v_2.

de klemmen *2* en *3* een spanning v_2, die tot v_1 in de volgende verhouding staat:

$$a = \frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} + j\left(\omega R_1C_2 - \frac{1}{\omega R_2C_1}\right)}.$$

Een vereenvoudiging van deze betrekking wordt verkregen voor het geval $R_1 = R_2$ (stel $= R$) en $C_1 = C_2$ (stel $= C$). Met $f_0 = 1/(2\pi RC)$ en $f = \omega/2\pi$ geldt:

$$a = \frac{1}{3 + j\left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}\right)}.$$

Voor dit laatste geval geeft *fig. 3* de absolute waarde van a en de bijbehorende fazehoek φ, als functie van de verhouding f/f_0. De verhouding $|a|$ heeft een maximale waarde van $^1/_3$ voor $f = f_0$, en bij die waarde is $\varphi = 0$, dus v_2 in faze met v_1. Het zal duidelijk zijn dat de oscillatorschakeling van fig. 1 met deze frequentie f_0 zal kunnen oscilleren, mits de versterking 3 is, ten einde bij $|a| = {}^1/_3$ de rondgangsversterking op 1 te brengen.

Er zijn echter verschillende oorzaken aan te wijzen die tot gevolg hebben dat f enigszins van f_0 afwijkt, en wel in verschillende mate voor de gebieden waarin het totale frequentiegebied is verdeeld.

[3]) H. H. Scott, A new type of selective circuit and some applications, Proc. Inst. Rad. Engrs. **26**, 226-235, 1938. F. E. Terman e.a., Some applications of negative feedback, Proc. Inst. Rad. Engrs. **27**, 649-655, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Zijn deze gebieden zo gekozen dat de frequenties juist een factor 10 of 100 verschillen, dan wenst men de frequentie af te lezen op één en dezelfde schaal. Het is daarom van belang, de oorzaken van de afwijking

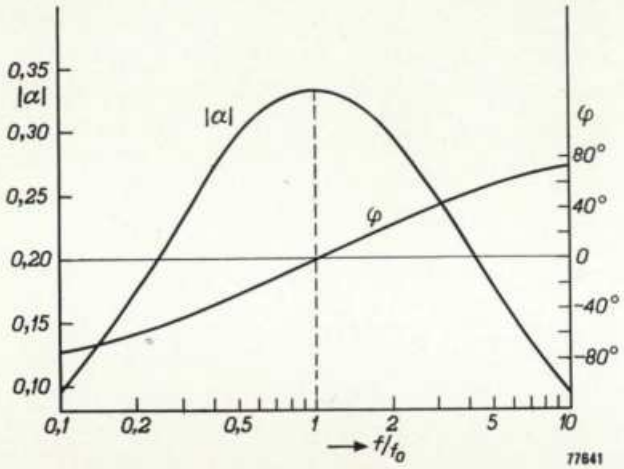


Fig. 3. Voor het filter van fig. 2, met $R_1 = R_2 = R$ en $C_1 = C_2 = C$, zijn verticaal uitgezet de absolute waarde $|\alpha|$ van de spanningsverhouding v_2/v_1 en de fazeverschuiving φ tussen v_2 en v_1. Horizontaal is uitgezet f/f_0, waarin f de frequentie van v_1 en v_2 is en $f_0 = 1/(2\pi RC)$.

na te gaan en ze zo goed mogelijk weg te nemen.
1) Indien de versterker voor de op te wekken frequentie een fazeverschuiving vertoont die van 360° afwijkt, wordt dit gecompenseerd doordat f een van f_0 verschillende waarde aanneemt, zodanig dat de totale fazeverschuiving, in versterker plus filter, weer precies 360° bedraagt. Uit de kromme voor φ in fig. 3 valt af te leiden dat voor een fazeverschil van 1° de frequentie 3% van f_0 zal afwijken.
2) Ook parasitaire capaciteiten maken dat f niet precies gelijk aan f_0 is. In *fig. 4* zijn drie parasitaire capaciteiten, C', C'' en C''', getekend. Verreweg de belangrijkste is C'; deze veroorzaakt een frequentieafwijking $\Delta f = 0{,}87\, f_0 C'/C$. Voor de verschillende vaste weerstanden R heeft C' niet dezelfde waarde, zodat hierdoor afwijkingen van de schaal ontstaan. Iets dergelijks geldt voor isolatiefouten tussen verschillende punten van het filter. Ook daarbij blijkt het punt P (fig. 4) zeer gevoelig te zijn.

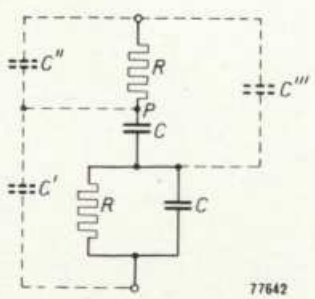


Fig. 4. Het filter van fig. 2 met drie parasitaire capaciteiten, C', C'' en C'''. De belangrijkste is C'.

Het is daarom gewenst, ervoor te zorgen dat dit punt ten opzichte van zijn omgeving een constante en kleine capaciteit en een zeer goede isolatie heeft.
3) De inwendige weerstand R_i van de versterker heeft enige invloed op de frequentie f, volgens de formule $f = f_0/\sqrt{1+(R_i/R)}$. Men kan deze invloed compenseren op de in *fig. 5* aangegeven wijze, door tussen de punten *3* en *4* een weerstand $\frac{1}{2}R_i$ op te nemen. In onze RC-oscillator is echter een andere weg gevolgd: R_i is zo klein gemaakt dat de invloed ervan (ook bij de kleinste waarden van R) te verwaarlozen is. Wij komen hierop aanstonds terug.
4) De frequentie f wijkt ook van de waarde f_0 af doordat de tijdconstante van de weerstanden R niet geheel nul is (onder tijdconstante verstaan we hier de verhouding van de parasitaire zelfinductie tot de weerstand); men dient dus weerstanden met een zo klein mogelijke tijdconstante te gebruiken.

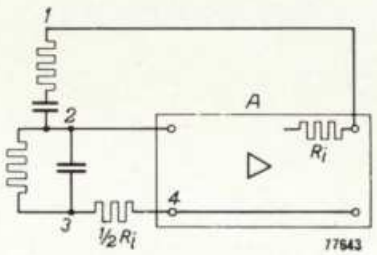


Fig. 5. De invloed van de inwendige weerstand R_i op de frequentie kan worden opgeheven door tussen de punten *3* en *4* een weerstand ter grootte $\frac{1}{2}R_i$ op te nemen.

Uitvoering van de filterelementen

Indien men een oscillator met variabele frequentie wil maken, moeten de elementen van het filter variabel worden uitgevoerd. Men kan òf de weerstanden R continu en de condensatoren C in stappen variabel maken, òf de condensatoren continu en de weerstanden in stappen. Zoals terloops al werd vermeld, hebben wij het laatste systeem gekozen, en wel uit de volgende practische overwegingen:
a) Variabele condensatoren — ook twee op één as, gelijk oplopend in capaciteit, zoals men hier nodig heeft — zijn in de radiotechniek een veel voorkomend, goed fabriceerbaar onderdeel. De capaciteit is stabiel (variaties kleiner dan 1%) en heeft een kleine temperatuurcoëfficient (kleiner dan $100 \cdot 10^{-6}$ per °C). De levensduur is lang en de frequentie kan volkomen continu worden gevarieerd.
b) In elk frequentiegebied dat met een vaste waarde van R wordt bestreken, heeft de impedantie van het filter (tussen *1* en *3*, fig. 2) een constante waarde — namelijk $3R/(1 + j)$ —, zodat de versterker een constante belasting heeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een nadeel van het gebruik van variabele condensatoren is evenwel dat de capaciteit vrij klein is, dus dat men voor het opwekken van lage frequenties hoge weerstandswaarden nodig heeft: voor bijv. $C = 500$ pF en $f = 20$ Hz moet R ongeveer 16 MΩ zijn. Dit betekent dat men is aangewezen op het gebruik van koolweerstanden, die nu eenmaal niet aan zulke hoge stabiliteitseisen voldoen als draadweerstanden. Voor koolweerstanden kan men rekenen op een stabiliteit van circa 1% en een temperatuurcoëfficient van circa $-5 \cdot 10^{-4}$ per °C.

Bijzonderheden van de meetoscillator type GM 2317

De meetoscillator type GM 2317, waarvan *fig. 6* een afbeelding geeft, is naar bovenvermelde richtlijnen geconstrueerd. De weerstanden van het *RC*-filter zijn gemonteerd in een trommel, die draaibaar is ten opzichte van de vaste verbindingen met de condensatoren. Voor het frequentiegebied is volstaan met grenzen in de verhouding 1:5, ten einde de schaal niet te gedrongen te maken. De schaalverdeling heeft een nagenoeg logarithmisch verloop, dwz. iedere frequentie kan worden afgelezen met dezelfde relatieve nauwkeurigheid.

Voor de isolatie wordt uitsluitend gebruik gemaakt van keramisch materiaal, waarop een waterafstotende lak is aangebracht, zodat zich geen vochthuidje kan vormen; vooral bij de lage frequenties (hoge waarden van R) is namelijk een zeer goede isolatie noodzakelijk om de frequentie voldoende stabiel te houden. Om dezelfde reden zijn de variabele condensatoren ondergebracht in een doos, aangezien binnengedrongen stof in een vochtige omgeving de isolatieweerstand zou doen dalen. De doos schermt tevens het spreidingsveld van de voedingstransformator af, dat ongewenste bromspanningen zou kunnen induceren.

De versterker

De voornaamste eis die men aan de versterker moet stellen, is dat de fazeverschuiving tussen de ingangs- en de uitgangsspanning over het gehele frequentiegebied nagenoeg 360° moet zijn. Het is bekend dat men in dit opzicht veel kan bereiken met tegenkoppeling[4]). Deze dient dan zo te worden gedimensionneerd dat ook buiten het gewenste frequentiegebied geen frequentie is aan te wijzen waarbij positieve terugkoppeling ontstaat, wat gevaar van „kikkeren" zou opleveren. Door tegenkoppeling aan te brengen bereikt men tevens dat de vervorming van de versterker wordt gereduceerd, evenals de invloed van variaties in de voedingsspanningen en in de steilheid van de buizen.

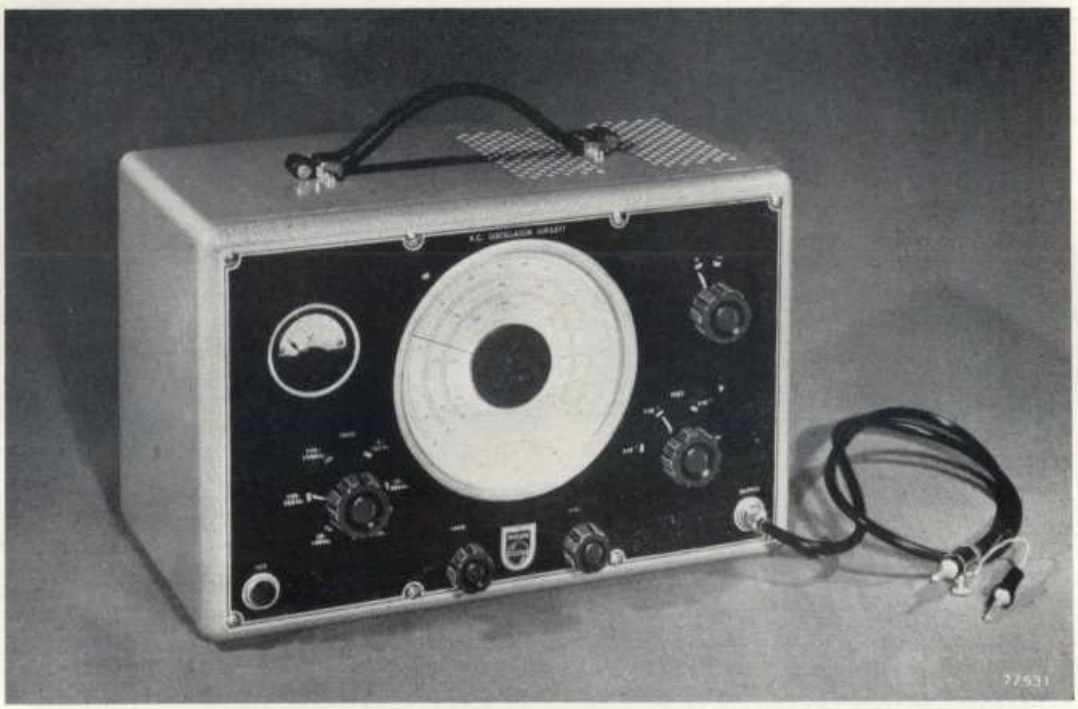


Fig. 6. De meetoscillator type GM 2317.

[4]) Zie bijv. B. D. H. Tellegen, Philips techn. T. **2**, 289-294, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 7 is een enigszins vereenvoudigd schema van de oscillator. De tegenkoppeling komt tot stand via de weerstanden r_1, r_2 en r_3; de laatste is om een aanstonds te vermelden reden uitgevoerd in de vorm van een gloeilampje. Daar de versterking van de twee trappen, zoals we hebben gezien, slechts 3 behoeft te bedragen (mits aan de voorwaarden $R_1 = R_2$ en $C_1 = C_2$ nauwkeurig is voldaan), kan de tegenkoppeling zeer sterk worden gemaakt; zonder tegenkoppeling zou in ons geval de versterking circa 2000 bedragen.

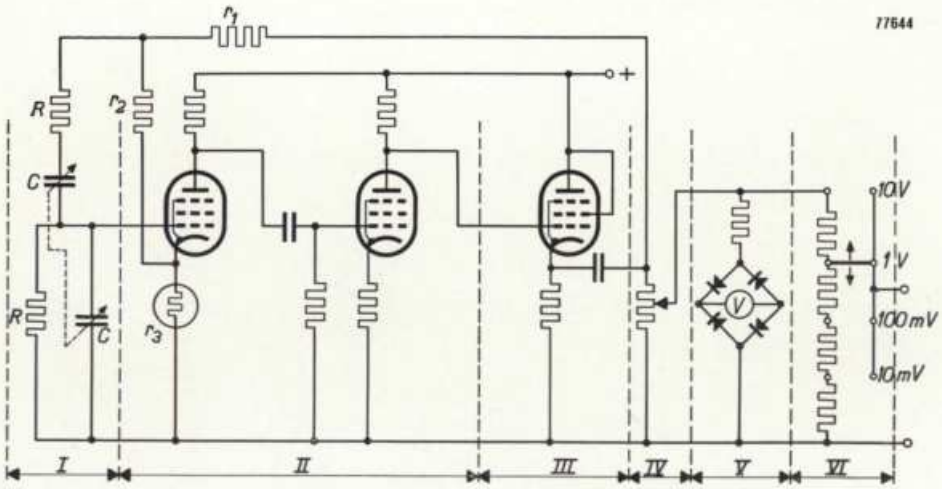


Fig. 7. Schema van de meetoscillator GM 2317 (iets vereenvoudigd). Sectie *I* bevat het *RC*-filter, met twee in stappen regelbare weerstanden *R* en twee draaicondensatoren *C*. Sectie *II* is de tweetrapsversterker, met sterke tegenkoppeling over de weerstanden r_1, r_2 en r_3, de laatste in de vorm van een gloeilampje (type 8099). Sectie *III* is een trap in anodebasisschakeling, sectie *IV* een continu regelbare verzwakker, sectie *V* een voltmeter en sectie *VI* een in geijkte stappen regelbare verzwakker.

Opgemerkt zij nog dat men het *RC*-filter en de weerstanden r_2 en r_3 kan opvatten als een brug van Wien.

De tweetrapsversterker wordt gevolgd door een trap in anodebasisschakeling („cathode follower"), die ten doel heeft, de inwendige weerstand, gezien vanuit de uitgangsklemmen, laag te houden (ongeveer 100 Ω). Daardoor is de invloed van R_i op de frequentie zeer gering.

Amplitudebegrenzing

Bij ieder ontwerp van een oscillator is de wijze waarop de trillingsamplitude wordt begrensd, een belangrijk punt van overweging, en wel om de volgende redenen:

1) om de vervorming klein te houden; dit klemt vooral bij *RC*-oscillatoren, wegens de geringe selectiviteit van het *RC*-filter;

2) om de amplitude over het gehele frequentiegebied zo goed mogelijk onafhankelijk te houden van de frequentie, van de voedingsspanningen en van de buiseigenschappen.

Een geschikte wijze van amplitudebegrenzing is die waarbij gebruik wordt gemaakt van een thermisch werkende inrichting, met een niet-lineaire weerstand, waarvan de weerstandswaarde verandert als de gemiddelde waarde der uitgangsspanning varieert. Als zodanig thermisch regelorgaan kan dienst doen zowel een weerstand met negatieve temperatuurcoëfficient („N.T.C.-weerstand") als een weerstand met positieve temperatuurcoëfficient, bijv. een gloeilampje. Dit laatste wordt gebruikt in de oscillator GM 2317 (r_3, fig. 7), aangezien gebleken was dat in dit geval een kleinere en beter reproduceerbare vervorming werd verkregen. Een toeneming van de uitgangsspanning vergroot de stroom door het lampje, verhoogt dus de temperatuur van de gloeidraad en daarmee de weerstand ervan; dit doet de tegenkoppeling toenemen en werkt derhalve de onderstelde verhoging van de uitgangsspanning tegen.

Van belang is de thermische traagheid van de weerstand. Enerzijds mag deze niet te groot zijn, daar het evenwicht zich dan te langzaam zou instellen, anderzijds ook niet te klein, om vervorming te vermijden (vervorming treedt op als in één periode van de opgewekte wisselspanning de weerstand al merkbaar fluctueert).

De temperatuur waarop de gloeidraad zich instelt, moet liefst vrij hoog zijn; dit voorkomt namelijk dat wisselingen in de omgevingstemperatuur hinderlijke

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

invloed op de grootte van de uitgangsspanning hebben. Voorts dient bij de constructie van het lampje aandacht te worden besteed aan het onderdrukken van neiging tot microfonie.

Aan de gestelde eisen voldoet de weerstand in lampvorm (regelbuis), type 8099. *Fig. 8* geeft de spanning en de weerstand van deze buis als functie van de stroom. De eigenschappen van de buis bepalen enige zeer belangrijke eigenschappen van de oscillator: uitgangsspanning over het gehele frequentiegebied constant (10 V) binnen enkele %, vervorming over een groot deel van het frequentiegebied kleiner dan 0,3%, zeer geringe invloed van netspanningsschommelingen en van veranderingen in de steilheid der versterkbuizen.

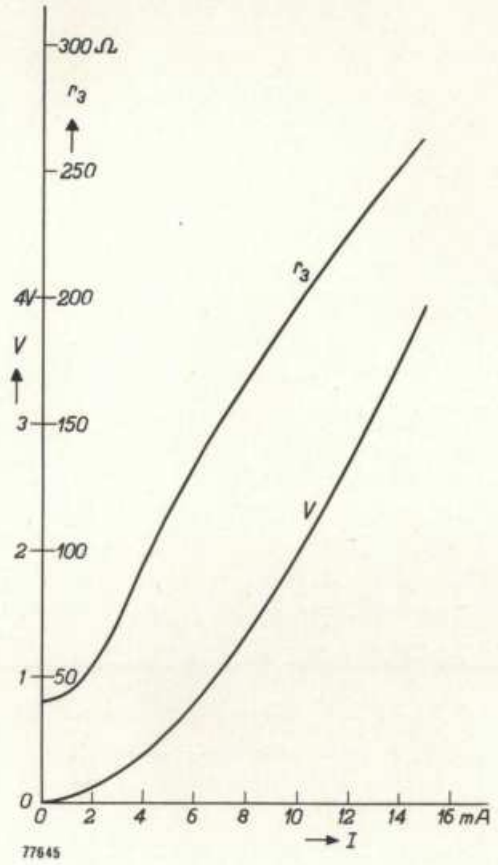


Fig. 8. Karakteristieken van de regelbuis type 8099. V spanning en r_3 weerstand, als functie van de stroom I.

Voltmeter en verzwakkers

Met een potentiometer (sectie *IV*, fig. 7) kan de uitgangsspanning continu van 0 tot 10 V worden geregeld. Ze wordt afgelezen op de voltmeter V, die bestaat uit een draaispoelmicroampèremeter, vier volgens Graetz geschakelde gelijkrichtcellen en een voorschakelweerstand. Met een tweede spanningsdeler (sectie *VI*) kan de spanning tot op $^1/_{10}$, $^1/_{100}$ of $^1/_{1000}$ worden verzwakt.

Samenvatting. Beschrijving van een *RC*-oscillator (type GM 2317), die bedoeld is als spanningsbron voor het meten aan vierpolen. De oscillator bestaat uit een tweetrapsversterker, gevolgd door een trap in anodebasisschakeling, en een kring die positieve terugkoppeling tot stand brengt. Deze kring is een filter, samengesteld uit twee gelijke weerstanden en twee gelijke condensatoren; dit filter bepaalt de frequentie. De weerstanden zijn regelbaar in stappen. Bij iedere weerstandswaarde is met de, continu variabele, condensatoren de frequentie regelbaar in de verhouding 1:5. Het totale frequentiegebied loopt van 20 Hz tot 250 000 Hz. De versterker is sterk tegengekoppeld, wat zowel de vervorming als de afhankelijkheid van voedingsspanningen en buiseigenschappen zeer gering maakt. De kathodeweerstand van de eerste versterkbuis is een speciaal gloeilampje (type 8099), waarvan de weerstand zodanig met de stroom verandert dat over het gehele frequentiegebied de uitgangsspanning tot op enkele % na constant wordt gehouden (10 V). Over een groot deel van het frequentiegebied is de vervorming kleiner dan 0,3%. Het instrument is voorzien van een continu regelbare verzwakker, een voltmeter en een in geijkte stappen regelbare verzwakker.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ROOSTERFOUTEN EN PLASTISCHE DEFORMATIE VAN METALEN

I. AARD EN EIGENSCHAPPEN VAN ROOSTERFOUTEN, IN HET BIJZONDER VAN DISLOCATIES

door H. G. van BUEREN.

548.4:539.374:669

Tot voor enkele decennia berustte de kennis omtrent de mechanische eigenschappen van metalen nagenoeg geheel op de ervaring. Hierin kwam na de eerste wereldoorlog verandering, nl. door de geleidelijke opkomst van de metaalphysica, die zich tot doel stelt de diverse waargenomen eigenschappen theoretisch te funderen. Grote vooruitgang is sedert korte tijd geboekt op het gebied der plastische eigenschappen van metalen. Het nieuwe inzicht, dat de plastische vervormbaarheid van een materiaal in hoge mate afhankelijk is van de aanwezigheid en de concentratie van storingen in de regelmatige structuur der atomen, van zg. roosterfouten dus, is zeer vruchtbaar gebleken, niet slechts voor metalen doch ook voor andere stoffen.

Inleiding

Tot voor enkele decennia werd ondersteld, dat de voornaamste mechanische en physische eigenschappen van kristallijne stoffen te verklaren zijn uit de periodieke ruimtelijke structuur van de samenstellende atomen alleen. Algemeen werd aangenomen dat eventuele „fouten" in die structuur (storingen in het kristalrooster) slechts een geringe invloed op de eigenschappen hebben. Deze storingen werden dan ook verwaarloosd; men hield slechts rekening met perfecte kristalroosters.

Hoewel deze beschouwingswijze aanvankelijk grote successen opleverde — wij noemen hier slechts het röntgendiffractie-onderzoek en de theorieën over de bindingskrachten tussen de atomen in kristallen —, bleek al spoedig dat er vele verschijnselen waren die zich aan een theoretische behandeling op dit niveau ten enen male onttrokken. Speciaal bij de bestudering van transportverschijnselen (geleiding van warmte en electriciteit, diffusie) traden onoverkomelijke moeilijkheden aan het licht.

Als eerste en belangrijkste stap op de weg naar een beter begrijpen van deze verschijnselen kan worden genoemd het in aanmerking nemen van de thermische roostertrillingen. De atomen op de roosterpunten van een kristal trillen, nagenoeg als harmonische oscillatoren, om hun evenwichtsstand. De energie waarmee de atomen trillen en daarmee de uitwijkingen, nemen sterk toe met de temperatuur. Hoewel dit inzicht heeft geleid tot belangrijke aanvullingen in de theorie der bovengenoemde transportverschijnselen, bleven nog vele verschijnselen zonder bevredigende verklaring, en wel in het bijzonder die welke op de mechanische eigenschappen van kristallen betrekking hebben. Het bleek dan ten slotte ook nodig het bestaan van nog andere storingen in de kristalstructuur in aanmerking te nemen.

De invloed van roosterfouten op de physische en chemische eigenschappen van kristallen in het bestek van een tijdschriftartikel algemeen te behandelen, is ondoenlijk. Wij willen ons hier dan ook beperken tot een bespreking, in twee artikelen, van enkele verschijnselen op het gebied van de plastische vervorming van metalen. Voor een overzicht van de vele andere gebieden waarvoor de roosterfouten van belang zijn, zij bijv. verwezen naar een onlangs in dit tijdschrift verschenen artikel van G. W. Rathenau [1]), en naar een uitgebreid overzicht van de hand van F. Seitz [2]).

Enkele verschijnselen die met de plastische deformatie van metalen samenhangen

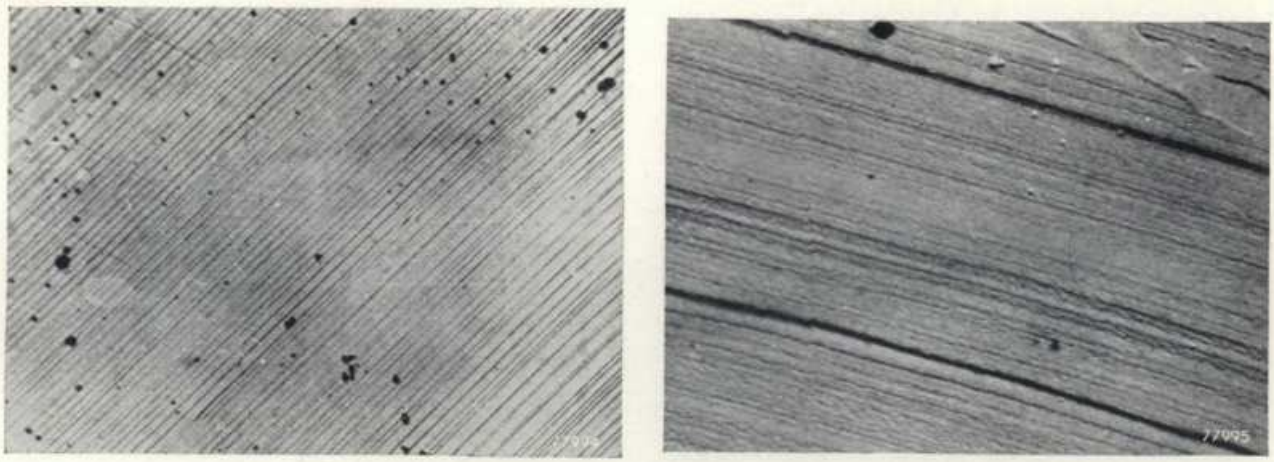
Bij het microscopisch onderzoek van de oppervlakte van een in niet al te sterke mate plastisch vervormd metaal, dat vóór de deformatie werd gepolijst, treden gewoonlijk fijne, min of meer rechte lijntjes aan het licht (*fig. 1a*). Naarmate de vervorming toeneemt, worden deze zg. glijlijnen duidelijker zichtbaar, en neemt ook hun aantal toe. De orientatie van de glijlijnen blijkt bijna steeds te corresponderen met de dichtstbezette atoomvlakken in het metaalkristal. Het sterkst uitgesproken is dit verband in de metalen met een dichtst gepakte kristalstructuur. In de iets minder dicht gepakte kubisch ruimtelijk gecentreerde metalen hebben de glijlijnen een tamelijk hobbelig

[1]) G. W. Rathenau, Philips techn. T. **15**, 105-113, 1953 (No. 4).

[2]) F. Seitz, Imperfections in nearly perfect crystals, John Wiley, New York 1952, pag. 3-76.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a *b*

Fig. 1. *a*) Microfoto van het gepolijste oppervlak van een 7% vervormd metaaleenkristal. Vergroting ca. 200 ×. (Ontleend aan R. W. Cahn, J. Inst. Metals **79**, 129-158, 1951.) *b*) Glijband op het oppervlak van een gepolijst vervormd eenkristal, gezien onder de electronenmicroscoop. Vergroting 25 000 ×. (Ontleend aan A. F. Brown, Advances in Physics **1**, 421-479, 1952, No. 4.)

uiterlijk, doch ook daar is een verband tussen glijlijnrichting en kristalvlakken steeds aanwezig.

Onderzoek van de glijlijnen bij sterkere vergroting, met de electronenmicroscoop, leert dat wat bij zwakke vergroting enkele lijnen schijnen, vaak bundels van enkele tientallen tot enkele honderden, vlak naast elkaar liggende glijlijnen zijn (fig. 1*b*): men noemt deze bundels van glijlijnen glijbanden. Enkele glijlijnen komen echter ook voor.

Nadere bestudering van de glijlijnen (resp. glijbanden) heeft duidelijk gemaakt, dat deze in werkelijkheid trapjes op het metaaloppervlak zijn,

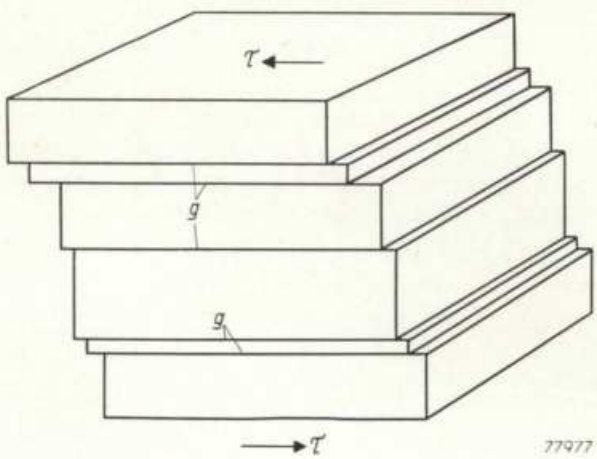


Fig. 2. Schematische voorstelling op sterk overdreven schaal van glijding in een metaalkristal: g glijvlakken, τ schuifspanning.

waarvan de treden in hoogte kunnen variëren tussen enkele tientallen en enkele duizenden atoomafstanden. De conclusie die men hieruit getrokken heeft, ligt voor de hand: in het gedeformeerde metaal hebben langs bepaalde kristallografische vlakken, waarvan de orientatie tot uiting komt in de richting van de glijlijnen, translaties plaatsgehad, ongeveer zoals in *fig. 2* (die betrekking heeft op enkelvoudige glijlijnen) op sterk overdreven schaal is getekend. Dit vervormingsmechanisme, dat zeer algemeen blijkt op te treden, heeft de naam glijding gekregen. Het vlak waarlangs de glijding is opgetreden heet glijvlak, de richting van de translatie noemt men de glijrichting. Glijvlak en glijrichting samen vormen het glijsysteem.

De theoretische kritische schuifspanning τ_{cr}, dit is de schuifspanning die theoretisch minstens vereist is om een translatie als boven bedoeld, van twee kristalhelften over elkaar, te bewerkstelligen, is van de orde van grootte van 0,1 G, als G de glijdings- of torsiemodulus van het materiaal is.

Tot dit resultaat komt men op de volgende wijze (volgens Frenkel[3])):

Beschouw twee naburige atoomrijen in een enkelvoudig kubisch kristal. Zij de afstand tussen de nabuuratomen in de onvervormde toestand a. De kracht nodig om de ene rij ten opzichte van de andere over een infinitesimale afstand te verschuiven, hangt af van de verschuiving die beide rijen reeds hebben ondergaan. In de onvervormde toestand, die een evenwichtstoestand is, is deze kracht nul en dit is ook telkens het geval als de rijen een geheel aantal malen een halve atoomafstand ten opzichte van elkaar zijn verschoven, en weer een symmetrische configuratie is bereikt. Het schijnt een redelijke onderstelling dat het verband tussen schuifspanning en relatieve verplaatsing bij benadering door een eenvoudige periodieke relatie wordt gegeven:

$$\tau = k \sin \frac{2\pi x}{a}.$$

[3]) J. Frenkel, Z. Physik **37**, 572, 1926.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Voor kleine verschuivingen wordt dit $\tau \approx k \cdot 2\pi x/a$, maar anderzijds geldt hiervoor ook de bekende wet van Hooke, die luidt:

$$\tau = Gx/a.$$

Hieruit volgt $k = G/2\pi$, en dus is

$$\tau = \frac{G}{2\pi} \sin \frac{2\pi x}{a}.$$

Voor het bereiken van een nieuwe evenwichtstoestand is $\sin 2\pi x/a \leqslant 1$, en dus zal $\tau \leqslant G/2\pi$ bedragen. Bij grotere τ zal glijding optreden. Een nauwkeuriger beschouwing levert voor de theoretische kritische schuifspanning een iets kleinere waarde dan $G/2\pi$, doch nog steeds van de orde 0,1 G.

Voor de meeste metalen ligt G tussen enkele duizenden en enkele tienduizenden kg/mm², waaruit een theoretische kritische schuifspanning tussen enkele honderden en enkele duizenden kg/mm² volgt. Het is echter een bekend feit dat de metalen zeer veel gemakkelijker vervormbaar zijn dan met deze getallen overeenkomt. De waargenomen kritische schuifspanningen van goed uitgegloeide eenkristallen liggen tussen 0,1 en 10 kg/mm²; voor uitgegloeide polykristallijne metalen vindt men waarden die een factor 10 groter zijn, dus nog steeds 10 tot 100 maal kleiner dan de theoretische kritische schuifspanning.

Ter verklaring voor deze gemakkelijke vervormbaarheid werd het bestaan geopperd van een speciaal type roosterfouten, die veelvuldig in elk kristal zullen voorkomen, nl. de dislocaties. Het bleek spoedig, dat deze dislocaties bij de vervorming van een metaal een alles overheersende rol spelen.

Hierboven was sprake van de kritische schuifspanning van goed uitgegloeide materialen. Door de gloeiing is bereikt dat de gevolgen van een eventuele voorafgaande vervorming zijn tenietgedaan. Deze gevolgen uiten zich o.a. daarin dat de spanning nodig om een metaal te vervormen, toeneemt naarmate de vervorming zelf toeneemt (*fig. 3*); men noemt dit verschijnsel versteviging. (Dit verschijnsel treedt niet bij alle materialen op, een stof als pek bijv. vertoont geen versteviging.) Een sterk vervormd, niet uitgegloeid metaal kan een kritische schuifspanning bezitten die tientallen malen groter is dan in de uitgegloeide toestand.

Zoals wij nog nader zullen bespreken, wordt de versteviging van een metaal hoofdzakelijk bewerkstelligd door de onderlinge beïnvloeding van de reeds genoemde dislocaties, die voor de plastische vervorming verantwoordelijk zijn.

De vervormbaarheid van een metaal kan ook op andere manier dan door de vervorming zelf worden beïnvloed. Verandering van de temperatuur heeft een — in het algemeen relatief geringe — verandering van de vervormbaarheid ten gevolge. Zo worden materialen die bij lage temperatuur bros zijn, bij hoge temperatuur bijna steeds ductiel. Ook vreemde atomen of conglomeraties van vreemde atomen in een metaalkristal kunnen invloed hebben op de vervormbaarheid. Hierop berusten de technische hardingsmethodes van metalen [4]).

Het blijkt ten slotte dat door plastische vervorming van een metaal de algemene physische eigenschappen in niet onbelangrijke mate worden beïnvloed. Zo verandert bijv. het electrisch geleidingsvermogen. Het is gebleken dat juist de studie van deze „bijverschijnselen" der plastische vervorming waardevolle inlichtingen over het gedrag der dislocaties kan geven.

In dit hoofdstukje hebben we slechts het terrein verkend waarop de verdere beschouwingen zich zullen bewegen. Alvorens nu nader in te gaan op

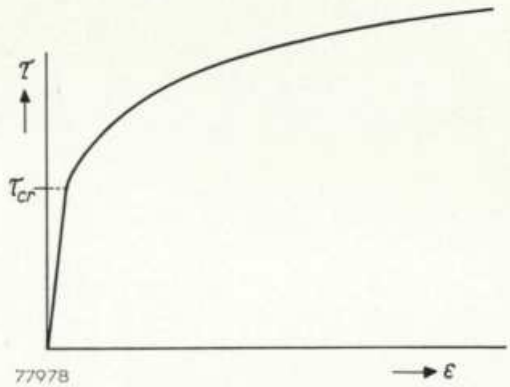


Fig. 3. Schematische voorstelling van het verband tussen vervorming ε en spanning τ bij een zuiver metaal. Het rechte stuk in het begin stelt de elastische vervorming voor. Na het overschrijden van de kritische schuifspanning τ_{cr} treedt plastische vervorming op, gepaard gaande met versteviging, waardoor de kromme een parabolische gedaante krijgt (in kubische metalen). In de practijk treden vaak onregelmatig gevormde krommen op, doch de algemene tendentie blijft behouden.

het verband tussen de bovengenoemde verschijnselen en de roosterfouten in kristallen, zullen wij de tegenwoordige inzichten over de aard en het gedrag van de mogelijke roosterfouten enigszins uitvoerig moeten bespreken. Hieraan is de rest van dit eerste artikel in hoofdzaak gewijd.

Mogelijke roosterfouten

Storingen in een kristalrooster kunnen van drie-, twee-, of eendimensionale aard zijn. Bovendien kunnen op de roosterpunten zelf afwijkingen optreden; men kan dan spreken van nuldimensionale of puntvormige fouten. Over de driedimensionale fouten, zoals macroscopische gaten of insluitsels, precipitaten enz., en de tweedimensionale fouten,

[4]) J. L. Meijering, Harding van metalen, Philips techn. T. **14**, 185-193, 1952 (No. 6).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waaronder we bijv. kunnen rekenen kristalgrenzen en oppervlaktelagen, zullen wij zeer kort zijn. Over de invloed van de driedimensionale storingen zijn in dit tijdschrift gedurende de laatste jaren al enkele artikelen verschenen [4] [5]), terwijl tweedimensionale fouten vaak met succes kunnen worden opgevat als meer of minder ordelijke associaties van lijnvormige en puntvormige fouten.

Tot de categorie der lijnvormige storingen behoren de dislocaties. Tot die der puntvormige fouten kunnen we rekenen de vacatures, dit zijn roosterplaatsen waar een atoom ontbreekt, verder interstitiële atomen (atomen op tussenroosterplaatsen) en verontreinigingen (vreemde atomen). Terwijl dislocaties oorspronkelijk zijn ingevoerd om de mechanische eigenschappen van kristallen te verklaren, werden vacatures etc. te hulp geroepen om diffusie-effecten en andere transportverschijnselen te kunnen begrijpen. Eerst in de laatste jaren is gebleken dat tussen de diverse roosterfouten een innig verband bestaat.

is het vooral door het werk van N. F. Mott en medewerkers in Bristol, dat tegenwoordig de dislocatiehypothese vrijwel algemeen wordt aanvaard. Aan het werk van de Engelse onderzoekers zijn ook de eerste directe experimentele aanwijzingen voor het bestaan van dislocaties te danken, nl. de zg. groeispiralen op uit oververzadigde damp gegroeide kristallen [8]) en de recente onderzoekingen [9]) over substructuren in lichtgevoelige zilverbromidekristallen.

Dislocaties

De invoering van het begrip dislocatie sluit nauw aan bij het belangrijkste vervormingsmechanisme van metalen, het bovenvermelde glijden. In *fig. 4* is weergegeven hoe men zich dit mechanisme thans voorstelt. De beide helften van het kristal bewegen zich niet in hun geheel over elkaar — hetgeen immers, zoals vermeld, een veel grotere schuifspanning zou vereisen dan blijkens het experiment nodig is —, doch de verschuiving begint

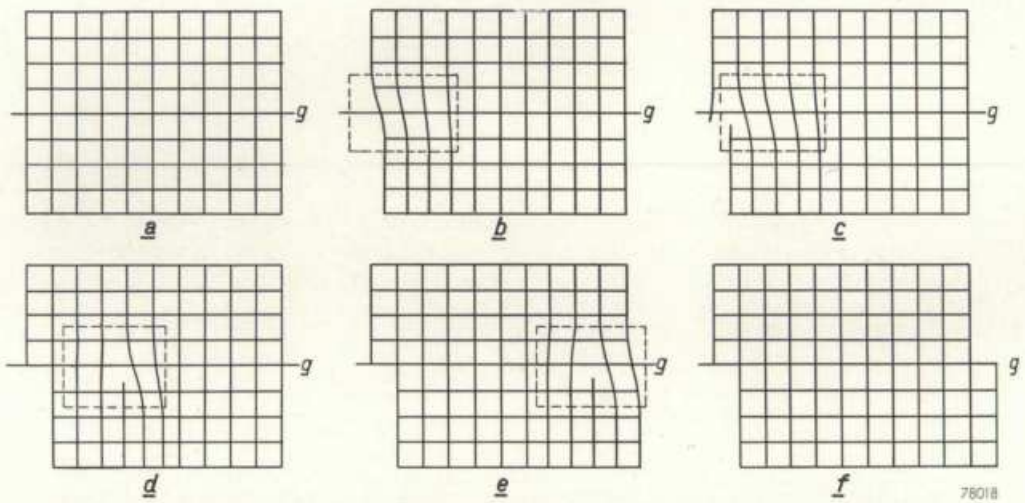


Fig. 4. Glijding volgens het dislocatiemechanisme op atomaire schaal, schematisch voorgesteld. De getrokken lijnen stellen de roostervlakken voor. De twee kristalgedeelten schuiven niet in hun geheel gelijktijdig langs het glijvlak *g* over elkaar, doch de vervorming is gelocaliseerd in een smalle zone (in de figuren door een gestippelde rechthoek omgeven), waarvan wij hier alleen de doorsnede met één atoomvlak zien, maar die wij loodrecht op het vlak van tekening naar believen uitgebreid kunnen denken. Beweging van deze dislocatie van links naar rechts (volgorde der figuren *a* tot *f*) brengt de glijding tot stand.

Lijnvormige roosterfouten, dus dislocaties, zijn in 1934 nagenoeg gelijktijdig door Taylor, Orowan en Polanyi [6]) in de metaaltheorie ingevoerd. Nadat J. M. Burgers [7]) in 1939 voor het eerst hun eigenschappen diepgaand theoretisch had bestudeerd,

aan de ene (linker)zijde van het kristal, en plant zich dan met grote snelheid voort naar de andere (rechter)zijde. Een situatie waarbij alle atomen tegelijkertijd energetisch onvoordelige posities innemen, doet zich nu nimmer voor: de vervorming is steeds gelocaliseerd in een gebied ter breedte van enkele atoomafstanden. Dit gebied, waarvan in

[5]) J. D. Fast, Verouderingsverschijnselen in ijzer en staal na snel koelen, Philips techn. T. **13**, 165-172, 1951.

[6]) G. J. Taylor, Proc. Roy. Soc. **A 145**, 362, 1934; E. Orowan, Z. Phys. **89**, 634, 1934; M. Polanyi, Z. Phys. **89**, 660, 1934.

[7]) J. M. Burgers, Proc. Kon. Ned. Akad. Wet. Amst. **42**, 293 en 378, 1939.

[8]) F. C. Frank, Advances in Physics **1**, 91, 1952. Vgl. ook het in [1]) aangehaalde artikel, fig. 2.

[9]) J. M. Hedges and J. W. Mitchell, Phil. Mag. **44**, 223-224, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

fig. 4 slechts een doorsnede (één atoomlaag) is afgebeeld, en dat in de richting loodrecht op het vlak van tekening naar willekeur uitgebreid moet worden gedacht, bevat een lijnvormige roosterstoring, en het is deze die met de naam dislocatie wordt aangeduid.

De verschuiving van de beide kristalhelften ten opzichte van elkaar is links van de dislocatie in fig. 4*d* al geschied, rechts ervan echter nog niet. De vervorming van het kristal als geheel nadert haar voltooiing als de dislocatie over het glijvlak naar rechts beweegt; als zij aan de andere zijde van het kristal is aangekomen (fig. 4*f*) is de vervorming volledig. *Plastische deformatie door glijding is in dit beeld dus niets anders dan het bewegen van dislocaties.*

De kritische schuifspanning is nu de spanning, nodig om een dislocatie te vormen en te doen lopen. Daar zich hiervoor van alle atomen nabij het glijvlak slechts een fractie tegelijkertijd in een toestand van grotere energie moet bevinden, kan men zich voorstellen dat deze spanning veel kleiner is dan in het geval van een perfect rooster.

Dislocaties komen niet alleen in metaalkristallen voor, zij kunnen in principe in alle kristallijne stoffen optreden. Het hangt in sterke mate af van de kristalstructuur en van de bindingskrachten tussen de atomen, of zij in die stoffen een belangrijke rol spelen. In ingewikkelde kristalstructuren, waarin geen uitgesproken glijvlakken zijn te onderscheiden, zal de vorming en de beweging van een dislocatie een vrij moeilijk proces zijn. Hetzelfde is, in iets mindere mate, het geval in ionenkristallen, waarin de vorming van een dislocatie het locale ladingsevenwicht kan verstoren. De studie van dislocaties in niet-metalen bevindt zich nog in een zeer vroeg stadium; wij zullen er ons daarom hier niet mee bezighouden.

Typen van dislocaties

Wij zullen nu het begrip dislocatie wat algemener gaan beschouwen. De as van de lijnvormige roosterverstoring (die niet noodzakelijk een rechte lijn behoeft te zijn), noemt men de dislocatie-as. De dislocatie scheidt een gebied van het rooster dat reeds is gegleden, van een gebied waarin nog geen glijding heeft plaats gehad. De grootte en de richting van de relatieve translatie in het eerste gebied worden aangegeven door een vector *b*, die men de Burgersvector heeft genoemd. Gewoonlijk vindt aan een dislocatie een translatie plaats ter grootte van één roostervlakkenafstand, de lengte van de Burgersvector is dan gelijk aan deze afstand. De richting van de Burgersvector correspondeert met de glijrichting.

Naar gelang van de onderlinge orientatie van Burgersvector en dislocatie-as kan men nu verschillende typen dislocaties onderscheiden. Het bij de behandeling van het glijdingsmechanisme ter sprake gekomen prototype van een dislocatie is de zg. lijndislocatie; zij is gekarakteriseerd door een Burgersvector die loodrecht staat op de dislocatie-as. In *fig. 5a* is een perspectivische schets van een lijndislocatie gegeven. Uit deze figuur volgt dat een lijndislocatie, om de translatie van twee kristalgedeelten over elkaar te completeren, moet bewegen in een richting loodrecht op haar as, en dus evenwijdig aan haar Burgersvector. Fig. 5*b* toont een doorsnede van een lijndislocatie loodrecht op de dislocatie-as. Bij beschouwing van deze figuur (en ook reeds van fig. 4) valt op dat men een lijndislocatie ontstaan kan denken door het inbrengen van een extra-atoomvlak in een der helften (in casu de bovenhelft) van het kristal. Als gevolg hiervan treden rondom de as van een lijndislocatie dichtheidsveranderingen in het kristalrooster op: in fig. 5*b* is de bovenhelft van het kristal nabij de dislocatie dichter gepakt dan normaal, de onderhelft daarentegen ijler.

Een even grote vervorming van het kristal, met hetzelfde glijvlak als in fig. 5, kan worden bewerkstelligd door het bewegen van een lijndislocatie die ontstaan kan worden gedacht door het inbrengen van een extra-atoomvlak in de onderhelft van het kristal. De richting waarin de dislocatie moet bewegen om de afschuiving te completeren, keert dan van teken om, en de dichtere en ijlere gebieden rondom de dislocatie-as wisselen van plaats. Men spreekt in dat geval van een lijndislocatie die het tegengestelde teken heeft als de oorspronkelijke.

Een tweede soort dislocatie is de zg. schroefdislocatie, waarvan de Burgersvector evenwijdig is aan de dislocatie-as. Een dergelijke dislocatie is perspectivisch in *fig. 6a* weergegeven. De gebieden waarin reeds wèl (rechts) en waarin nog niet (links) glijding heeft plaats gehad, zijn nu gescheiden door een lijnvormige roosterstoring evenwijdig aan de glijrichting, in tegenstelling tot het geval van de lijndislocatie, die loodrecht op de glijrichting is georienteerd. Wederom moet de dislocatie, om de afschuiving te completeren, in een richting loodrecht op haar as bewegen, doch in dit geval betekent dit tevens loodrecht op de richting van de Burgersvector. Een gevolg van de bijzondere onderlinge orientatie van Burgersvector en dislocatie-as is, dat de schroefdislocatie geen bepaald glijvlak bezit: het glijvlak is nl. bepaald als het vlak door dislocatie-as en Burgersvector. Terwijl de lijndislocatie, om de glijding te bewerkstelligen, bewegen moet over een zeer bepaald glijvlak, kan de schroefdislocatie vrijelijk haar bewegingsrichting (indien maar loodrecht op haar as) kiezen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Dit is niet het enige verschilpunt tussen beide soorten dislocaties. Uit de perspectivische schets van fig. 6*a* volgt, dat men zich een schroefdislocatie gevormd kan denken door het aanbrengen van een snede (in het perfecte kristal) die tot ergens halverwege het kristal voortloopt, gevolgd door het verschuiven van het kristalgedeelte boven de snede over een atoomafstand evenwijdig aan de begrenzing van de snede. De begrenzing van de snede is de dislocatie-as. Beschrijft men een baan rondom de dislocatie-as, daarbij in hetzelfde atoomvlak blijvende, dan bemerkt men dat men na een volledige omloop niet op het punt van uitgang is teruggekomen, zoals in het onvervormde kristal, doch dat een translatie ter grootte van de Burgersvector in de richting van de dislocatie-as is uitgevoerd. Anders gezegd: een stel evenwijdige atoomvlakken (loodrecht op de dislocatie-as) in het onvervormde kristal, vormt na aanbrengen van de dislocatie een schroefoppervlak, met de dislocatielijn als as. In fig. 6*b* is de atoomstructuur rondom een schroefdislocatie afgebeeld. Men kan zich de schroefdislocatie dus

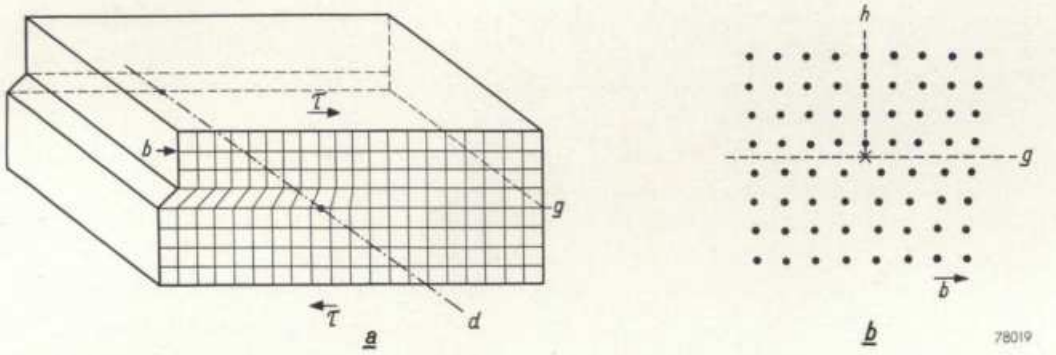


Fig. 5. *a*) Perspectivische voorstelling van een lijndislocatie die tot halverwege het kristal is voortgeschreden. De streep-puntlijn *d* geeft de dislocatie-as aan, de dunne lijnen de atoomvlakken. De Burgersvector *b* staat in de richting van de schuifspanning τ, die de glijding tracht te completeren. De dislocatie moet daartoe in de richting van haar Burgersvector over het glijvlak *g* bewegen. *b*) Doorsnede van een lijndislocatie loodrecht op de dislocatie-as, die door een kruisje is aangeduid; *g* is het glijvlak, *b* de Burgersvector, *h* geeft een extra-atoomvlak aan.

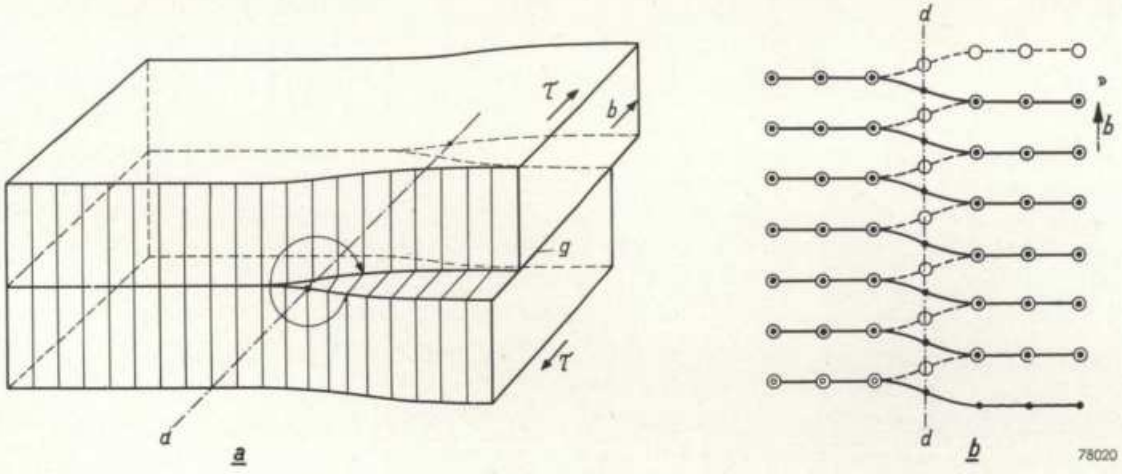


Fig. 6. *a*) Perspectivische schets van een schroefdislocatie, die tot halverwege over haar glijvlak *g* is voortgeschreden. De streep-puntlijn *d* is de dislocatie-as, de pijl *b* geeft de Burgersvector. τ is de schuifspanning die de dislocatie over het glijvlak, loodrecht op de Burgersvector en de schuifspanning, tracht te bewegen, om zodoende de glijding te completeren. De gebogen pijl rondom de dislocatie-as geeft aan, dat bij een volledige omloop om de dislocatie-as, steeds in hetzelfde atoomvlak blijvende, niet het punt van uitgang weer wordt bereikt: de atoomvlakken vormen een schroefoppervlak om de dislocatie-as. *b*) Atoomplaatsen in twee vlakken boven en onder de dislocatie-as *d*, en evenwijdig aan die as. De open cirkels geven de atomen in het bovenste vlak aan, de stippen die in het ondervlak, *b* is de Burgersvector.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

niet ontstaan denken door het inbrengen van een extra-atoomvlak, en daardoor is er geen sprake van aanmerkelijke dichtheidsveranderingen in het kristal, zoals rondom een lijndislocatie.

Ook aan een schroefdislocatie kan men een teken toekennen, daar ook hier weer een even grote translatie op twee manieren kan worden teweeggebracht, nl. door schroefdislocaties die de atoomvlakken transformeren in een rechts-, resp. in een linksdraaiend schroefvlak. In fig. 6 hebben we het geval van een rechtse schroef. Een rechtse en een linkse schroefdislocatie moeten tegengesteld gerichte bewegingen uitvoeren om dezelfde vervorming te bewerkstelligen.

Schroef- en lijndislocaties vormen slechts extreme gevallen van de algemene dislocatie, waarbij Burgersvector en dislocatie-as een willekeurige hoek insluiten. Het karakter van een dislocatie behoeft niet over de gehele lengte ervan hetzelfde te zijn, het kan van plaats tot plaats wisselen, en zelfs kan een dislocatie-element tijdens de beweging door het kristal van karakter veranderen. Een waarschijnlijk veel voorkomend geval is de gesloten dislocatiering, zoals in *fig. 7* is afgebeeld. De betekenis van zulk een ring is die, dat het gebied binnen de

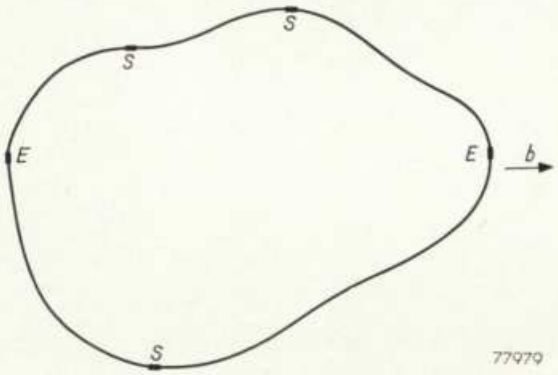


Fig. 7. Dislocatiering; b is de Burgersvector, die overal langs de ring constant moet zijn. De gedeelten E loodrecht op de Burgersvector hebben zuiver lijnkarakter, de gedeelten S evenwijdig aan de Burgersvector hebben zuiver schroefkarakter.

ring en het gebied er buiten ten opzichte van elkaar een relatieve translatie hebben ondergaan. Immers, een dislocatie scheidt per definitie een gegleden gebied van een niet gegleden gebied. Overal langs de ring moet de relatieve translatie dezelfde grootte en dezelfde richting hebben, anders zouden noodzakelijkerwijs vertakkingen van de ring moeten optreden. Met andere woorden: langs een gesloten dislocatiering zonder aftakkingen is overal de Burgersvector, die immers de translatie bepaalt, constant in richting en grootte. Slechts bepaalde plaatsen langs de ring in fig. 7, resp. aangegeven door E en S, voldoen aan de criteria voor een zuivere lijn- of een zuivere schroefdislocatie. Overal elders heeft de dislocatie gemengd karakter. Zij bevat daar dus karakterelementen van de lijndislocatie, dwz. er zijn dichtheidsverschillen aanwezig, en de beweging zal aan een bepaald glijvlak gebonden zijn.

Dislocatieringen zullen waarschijnlijk veel voorkomen, omdat een dislocatie niet ergens middenin een perfect kristal kan ophouden. Langs de dislocatie hebben we toch aan weerszijden twee gebieden die een relatieve translatie ten opzichte van elkaar vertonen. Waar de dislocatie eindigt, moet de relatieve translatie op dat punt verdwijnen. Dit kan slechts aan het oppervlak van het kristal, aan een kristalgrens of op een andere roosterfout verwezenlijkt worden. Zonder een dezer voorwaarden, dus midden in een perfect kristal, zijn slechts niet-eindigende, dus een ring vormende dislocaties mogelijk.

Mechanisch model van een dislocatie

Voor de studie van de eigenschappen van dislocaties kunnen wij, zonder aan de algemeenheid te kort te doen, in principe volstaan met het onderzoek van zuivere lijn- en zuivere schroefdislocaties. Aan de hand van een mechanisch model [10]) (*fig. 8*) kunnen wij het ontstaan en bewegen van deze dislocaties illustreren. In een grondplaat zijn volgens een kwadratisch patroon een groot aantal evenwijdig gemagnetiseerde permanente magneetjes gerangschikt. Dit systeem van magneetjes stelt een atoomvlak in het (voor de eenvoud enkelvoudig kubisch gedachte) kristal voor. Boven de grondplaat zijn aan een rek, dat in één van de kubische richtingen verschuifbaar is, een aantal slingers bevestigd, die weekijzeren bolletjes dragen. Deze bolletjes stellen eveneens een vlak van atomen voor. In de evenwichtsstand hangt verticaal boven elk magneetje een slinger.

Terwijl de „atomen" van het onderste vlak vaste posities hebben, zijn de „atomen" van het bovenste vlak beweeglijk. Om de interatomaire krachten na te bootsen, zijn tussen alle slingers onderling kleine schroefveertjes aangebracht, die in de evenwichtsstand ontspannen zijn, maar die de wederzijdse verwijdering respectievelijk de wederzijdse nadering van twee slingers enigszins belemmeren.

Als nu het rek met de hand verschoven wordt, zijn vooreerst de magnetische krachten tussen magneetjes en bolletjes groot genoeg om de aldus veroorzaakte „schuifspanning" te weerstaan. Overschrijdt die spanning echter een zekere waarde, dan ziet men hoe eerst één rij bolletjes met een sprong

[10]) H. G. van Bueren, Brit. J. appl. Phys. **4**, 144-145, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

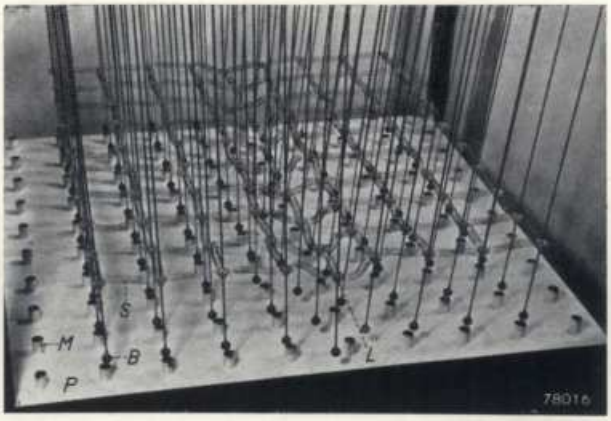


Fig. 8. Mechanisch model voor het nabootsen van dislocaties. In de grondplaat P zijn volgens een kwadratisch patroon magneetjes M geplaatst. Een van rechts naar links en viceversa verschuifbaar rek (niet op de foto zichtbaar) draagt een aantal slingers waaraan ijzeren bolletjes B zijn bevestigd. In de evenwichtsstand hangen de bolletjes juist boven de magneetjes. Tussen de slingers zijn schroefveertjes S aangebracht. Afgebeeld is een lijndislocatie met as L. Duidelijk is het extra-atoomvlak waar te nemen. Een geringe beweging van het rek laat deze dislocatie loodrecht op haar as, dus naar rechts of naar links, door het model lopen, hetgeen een afschuiving bewerkstelligt.

een roosterafstand in de trekrichting verschuift, en hoe daarna bij aanbrengen van een zeer kleine extraspanning de nabuurrijen successievelijk dezelfde sprong uitvoeren, totdat ten slotte het gehele systeem van slingers een roosterafstand is opgeschoven. Men ziet dus een dislocatie door het rooster lopen.

Het kan zijn dat de eerste rij die verspringt, loodrecht staat op de trekrichting, zoals in fig. 8 het geval is. In dat geval wordt een lijndislocatie gemaakt. Ook kan de versprongen atoomrij *in* de richting van de trekspanning staan, en ziet men een schroefdislocatie ontstaan (*fig. 9*), resp. het rooster doorlopen. Het hangt geheel van toevallige factoren af, welk soort dislocatie optreedt.

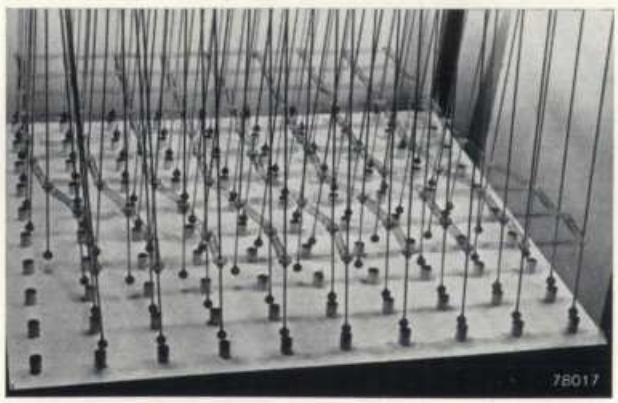


Fig. 9. Als fig. 8, nu is echter een schroefdislocatie aanwezig. Beweging van het rek doet de dislocatie naar voren of naar achteren het model doorlopen.

Beweging van dislocaties

Hoewel het model slechts een zeer ruwe benadering van de werkelijkheid is, zijn toch twee belangrijke eigenschappen van dislocaties er duidelijk aan op te merken. Ten eerste: de spanning, nodig om dislocaties te vormen, is veel en veel groter dan de extraspanning, nodig om de dislocatie te doen bewegen. Ten tweede: onder invloed van de spanning zullen de dislocaties inderdaad zodanig bewegen dat de glijding gecompleteerd wordt. Een lijndislocatie beweegt dan in de richting van de spanning, een schroefdislocatie loodrecht op de spanning.

Er werkt dus een kracht op de dislocatie. De grootte van die kracht kunnen we volgens Mott en Nabarro [11]) als volgt berekenen. Beschouw een dislocatie met Burgersvector b, die van de ene zijde van een kubusvormig kristal met ribbe L naar de andere zijde loopt (vgl. fig. 5). Als zij aan de andere zijde is aangekomen, zijn de beide kristaldelen over een afstand b over elkaar geschoven. Zij de component van de schuifspanning in de glijrichting τ_g; het kristaloppervlak waarop de spanning werkt is L^2, dus de door de uitwendige kracht bij de afschuiving verrichte arbeid bedraagt:

$$A = \tau_g L^2 b.$$

De lengte van de dislocatie bedraagt L, de door de dislocatie afgelegde weg eveneens. Noemen we nu de kracht op een lengte-eenheid van de dislocatie F, dan kunnen we zeggen dat de verrichte arbeid, ook gelijk moet zijn aan:

$$A = FL^2.$$

(In feite wordt het begrip „kracht op een dislocatie" eerst hierdoor gedefinieerd.)

De schuifspanning met component τ_g in de richting van de Burgersvector van de dislocatie heeft dus tot gevolg — en men kan aantonen dat dit algemeen geldt — dat per lengte-eenheid van de dislocatie een kracht werkt ter grootte van

$$F = \tau_g b, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

die de dislocatie tracht te doen bewegen in de zin van een completering van de glijding.

Voor de beweging van een dislocatie in haar glijvlak is slechts een geringe kracht vereist. Opdat een dislocatie in haar geheel over een atoomafstand beweegt, is het slechts nodig dat de atomen zelf een fractie van een atoomafstand verschuiven (*fig. 10*). Daarbij beweegt de helft van de atomen onder een

[11]) N. F. Mott en F. R. N. Nabarro, Report on strength of solids, The Physical Society, Londen 1948, pag. 1.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

aantrekkende kracht, de andere helft onder een afstotende, zodat (in eerste benadering) de krachten elkaar opheffen en de dislocatie vrij beweeglijk is. Het is te wijten aan de discontinue kristalstructuur dat een dislocatie in haar glijvlak toch niet geheel zonder moeite kan bewegen, zoals uit het

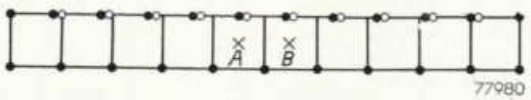


Fig. 10. Schematische voorstelling van de beweging van een lijndislocatie in haar glijvlak. De bovenste atoomrij bevat een atoom meer dan de onderste. Oorspronkelijk ligt de dislocatie-as bij het kruisje *A*, en hebben de atomen de door de stippen aangegeven posities. Om de dislocatie-as over één atoomafstand naar het punt *B* te verplaatsen, behoeven de atomen zelf slechts een kleine verschuiving te ondergaan, nl. van de stippen naar de naastbij gelegen cirkeltjes. Daarbij bewegen de atomen van de bovenrij links van *A* zodanig dat zij de evenwichtspositie, nl. recht boven de atomen van de onderrij, meer benaderen. Deze atomen bewegen onder aantrekkende krachten. De atomen rechts van *A* verwijderen zich verder van de evenwichtspositie en bewegen onder afstotende krachten. In eerste benadering heffen beide krachtsinvloeden elkaar op en is de dislocatie in haar glijvlak vrij beweeglijk. (Ontleend aan A. H. Cottrell, Progress in Metal Physics **1**, 77-125, 1949.)

bovenstaande zou volgen. Niet alle plaatsen tussen twee atomen zijn nl. voor een dislocatie-as energetisch gelijkwaardig. Dit effect heeft echter in de kubische en hexagonale metalen slechts een geringe belemmering van de beweeglijkheid van de dislocatie in het glijvlak ten gevolge: deze beweeglijkheid is nog steeds zeer groot, en zij hangt, omdat de atomaire structuur en dus de roostertrillingen van het kristal hierbij slechts van geringe invloed zijn, weinig van de temperatuur af. Juist deze eigenschap is het die de dislocaties zulk een belangrijke rol doet spelen tussen de andere roosterfouten.

In het voorgaande is gesproken van beweging *in* het glijvlak van de dislocatie. Voor een dislocatie die niet zuiver schroefkarakter bezit, dienen wij echter ook de bewegingen te beschouwen die niet aan deze voorwaarde voldoen. Een dislocatie die enigszins lijnkarakter heeft, kan men zich steeds ontstaan denken, zoals we reeds bij de zuivere lijndislocaties hebben gezien, door het inbrengen van een extra halfvlak van atomen. In *fig. 11* is deze situatie schematisch in een doorsnede loodrecht op de dislocatie-as *A* getekend. Het extra-halfvlak is voorgesteld door de lijn *AB*. De Burgersvector ligt in het glijvlak, waarvan de doorsnede is gegeven door de lijn *CAD*. Bij beweging *uit* het glijvlak, bijv. naar het punt *A'*, is de lengte van het extra-halfvlak veranderd van *AB* tot *A'B'*. Dit wil zeggen dat een aantal extra-atomen is weggenomen (of toegevoegd). Dit kan slechts geschieden bij gelijktijdig transport van atomen naar of uit andere gedeelten van het kristal, of, zo dit niet mogelijk is, ten koste van het ontstaan van aanmerkelijke locale vervormingen. Beide processen vereisen een activeringsenergie (bijv. voor diffusie), en de beweging van een dislocatie uit haar glijvlak dus ook.

Terwijl dus de beweging in het glijvlak zeer weinig energie kost en vrijwel niet van de temperatuur afhangt (conservatieve beweging), vereist de beweging uit het glijvlak (niet-conservatieve beweging) veel meer energie, die in het algemeen niet door de uitwendige aangelegde krachten kan worden opgebracht, en zij hangt, wegens het in het spel komen van een activeringsenergie, sterk van de temperatuur af. Wellicht ten overvloede wijzen we er nog op dat schroefdislocaties slechts conservatieve bewegingen kennen, daar elk kristallografisch vlak dat hun as bevat, als glijvlak kan dienen. Natuurlijk kunnen zowel schroefdislocaties als alle andere dislocaties in kristallen slechts bewegen op kristallografische vlakken. Door Chalmers en Martius [12]) is er op gewezen dat het nog verschil maakt welke vlakken dit zijn. Zij toonden aan dat een dislocatie bij voorkeur zal bewegen op vlakken waarin de atomen een zo dicht mogelijk gepakte laag vormen. Op deze vlakken zal dus het liefst glijding plaats vinden. Daar de glijlijnen op vervormde kristallen de afspiegelingen van de glijvlakken zijn, wordt het op deze wijze begrijpelijk

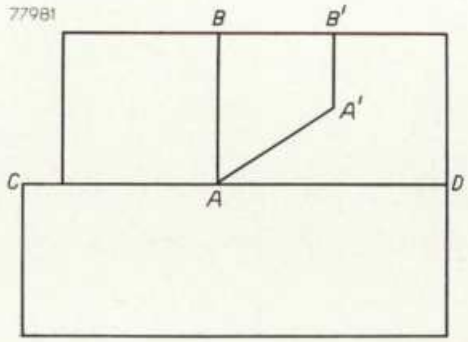


Fig. 11. Ter illustratie van de niet-conservatieve beweging van een lijndislocatie. (Ontleend aan A.H. Cottrell, Dislocations and plastic flow in crystals, Oxford University Press, Oxford 1953.)

waarom, zoals boven vermeld, de glijlijnen in vele metaalkristallen juist volgens de dichtst gepakte kristalvlakken verlopen.

Ontstaan van dislocaties

Dislocaties vertegenwoordigen een aanmerkelijke hoeveelheid energie, door de vervorming van het kristalrooster die met de aanwezigheid van zulk een roosterfout gepaard gaat. De energie van een

[12]) B. Chalmers en U. N. Martius, Nature **167**, 681, 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dislocatie wordt bepaald door haar spanningsveld. Het zou ons te ver voeren dit veld hier te berekenen; het blijkt dat de spanningen afnemen omgekeerd evenredig met de afstand van de dislocatie-as. Het gevolg hiervan is dat in een continu medium de energie van een dislocatie oneindig groot is. In kristallen is dit niet het geval wegens de discrete atoomstructuur en men vindt voor de energie van een dislocatie per atoomvlak enkele malen Gb^3, dat is in de meeste metalen enkele malen 10^{-12} erg.

Wil men van een dislocatie kunnen spreken, dan zal deze toch wel ettelijke tientallen atoomafstanden lang moeten zijn. De energie van zo'n dislocatie, dat is dus ook de energie nodig om een dislocatie te vormen, bedraagt dus steeds 10^{-10} erg of meer.

Als de vormingsenergie van een roosterfout bekend is, kan men berekenen, welke bij gegeven temperatuur de thermische evenwichtsconcentratie van deze roosterfouten zal zijn. Deze concentratie wordt bepaald door de Boltzmannfactor

$$e^{-U/kT},$$

waarin U de vormingsenergie, T de temperatuur en k de constante van Boltzmann is. Bij kamertemperatuur heeft het product kT de waarde $4 \cdot 10^{-14}$ erg en is de Boltzmannfactor voor dislocaties dus onvoorstelbaar klein (10^{-1000}). Ook bij temperaturen nabij het smeltpunt van een metaal is de Boltzmannfactor nog verwaarloosbaar. Dit betekent dus dat dislocaties onmogelijk langs thermische weg kunnen worden gevormd, resp. in thermisch evenwicht met het kristalrooster kunnen bestaan. In een 1% plastisch gerekt metaalkristal moet men echter toch de aanwezigheid van een totale lengte aan dislocaties in het kristal van ten minste 10^8 cm per cm^3 aannemen (een „dislocatiedichtheid" dus van 10^8 cm^{-2}), zoals uit diverse experimenten blijkt, die wij in het vervolg op dit artikel zullen bespreken.

Deze ogenschijnlijke tegenstrijdigheid heeft men opgelost door de gedachte dat dislocaties ontstaan onder invloed van het proces zelf dat men bestudeert, nl. de plastische deformatie. Dit zou in principe op de volgende wijze kunnen gebeuren.

Indien ergens in het kristal, of aan de rand ervan, inhomogeniteiten bestaan, bijv. scheurtjes of insluitsels, dan zullen bij aanwezigheid van spanningen in het kristal rondom deze inhomogeniteiten spanningsconcentraties optreden, dus gebiedjes waarin een veel hogere spanning heerst dan elders in het kristal. Het is plausibel dat de vorming van een of meer dislocaties in zulke gebiedjes een vermindering van de energie ten gevolge zal kunnen hebben. Indien dat zo is, zullen dergelijke gebiedjes als bronnen van dislocaties kunnen werken.

Over de aard der inhomogeniteiten tast men nog geheel in het duister. Hoogstwaarschijnlijk komen het meest in aanmerking om als zulke bronnen voor dislocaties te fungeren de kristalgrenzen.

Een andere vormingswijze van dislocaties treedt op tijdens de groei van het kristal. Volgens een theorie van Frank [8]) zullen schroefdislocaties de groei van kristallen zeer aanmerkelijk kunnen versnellen. Hierover is in het aangehaalde artikel [1]) al een en ander gezegd zodat wij op dit merkwaardige en zeer interessante verschijnsel hier niet zullen ingaan. Voor ons van belang is alleen dat in een volgens het mechanisme van Frank gegroeid kristal steeds dislocaties aanwezig zullen zijn.

Terwijl de beide beschreven vormingsmechanismen het ontstaan van enkele willekeurig door het kristal verdeelde dislocaties enigszins begrijpelijk maken, is daarmee echter nog geenszins een verklaring gegeven voor het waargenomen verschijnsel dat op één glijvlak vaak glijding over vele atoomafstanden tegelijk optreedt, terwijl op andere kristallografische vlakken in het geheel geen glijding plaats heeft. Dit verschijnsel kan slechts veroorzaakt worden door de beweging van grote aantallen dislocaties die zich alle op één glijvlak bevinden. Een mogelijke oplossing uit deze moeilijkheid heeft men gevonden in de hypothese van een dynamisch vermenigvuldigingsmechanisme van de dislocaties, die op een van de bovengenoemde manieren zijn ontstaan. Voorwaarde voor het optreden van dit mechanisme (een Frank-Read bron, zo genoemd naar de onderzoekers die met dit idee voor de dag kwamen [13])) is de aanwezigheid van gedeelten van dislocatielijnen in het kristal die op twee punten zijn verankerd, zodat zij onder invloed van een schuifspanning wel kunnen uitbuigen maar niet in hun geheel bewegen. Door Mott [14]) is het bestaan van vele zulke verankerde dislocatiestukken in metaalkristallen plausibel gemaakt, toen hij erop wees dat de dislocaties in niet vervormde kubische metalen zeer waarschijnlijk een ruimtelijk netwerk vormen, waarin telkens drie niet in een vlak gelegen dislocaties elkaar in één punt ontmoeten (*fig. 12*). Indien de aangelegde schuifspanning zo georiënteerd is dat zij een grote kracht op een van drie elkaar ontmoetende dislocaties veroorzaakt, betekent dat gewoonlijk dat de andere dislocaties slechts een geringe kracht, of zelfs een kracht in tegengestelde richting ondervinden. De knoop-

[13]) F. C. Frank en W. T. Read, Phys. Rev. **79**, 722, 1950.
[14]) N. F. Mott, Phil. Mag. **43**, 1151, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

punten (bijv. *A* en *B* in fig. 12) zullen daardoor als min of meer onbeweeglijke punten van het dislocatienetwerk fungeren, en dus als verankeringen voor die dislocatiestukken die onder invloed van een of andere kracht willen bewegen.

In *fig. 13* is een verankerd dislocatiestuk (*1*) getekend. Voor het gemak onderstellen we dat de dislocatie zuiver lijnkarakter heeft. Onder invloed

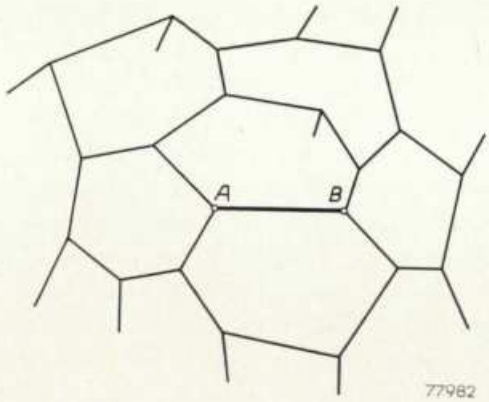


Fig. 12. Ruimtelijk netwerk van dislocaties in een kristal, volgens Mott [14]).

van een schuifspanning τ zal de dislocatie uitbuigen. Zij wordt dan langer, en daardoor neemt de erin opgehoopte dislocatie-energie toe. De uitbuiging gaat door tot een positie is bereikt (bijv. positie *2* in fig. 13) waarbij de winst in potentiële energie van de dislocatie in het spanningsveld τ wordt gecompenseerd door deze toeneming van de dislocatie-energie. Als de spanning groter wordt, zal uiteindelijk de positie *3* worden bereikt, waarbij de dislocatie de vorm van een halve cirkel heeft aangenomen. Deze cirkelvorm is een kritische vorm. Men kan aantonen dat bij voortgaande opvoering van de spanning de energie die nodig is om de dislocatie

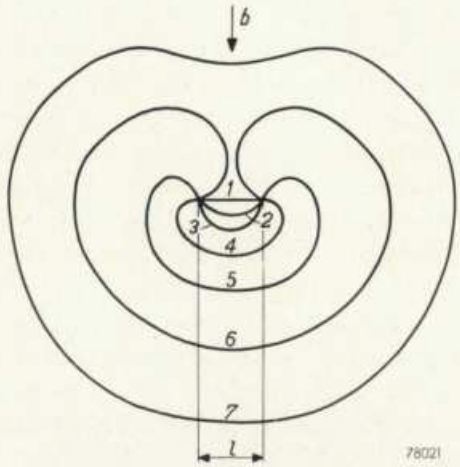


Fig. 13. Ter toelichting van het door Frank en Read gevonden vermenigvuldigingsmechanisme voor dislocaties.

verder te doen uitbuigen (en dus nog langer te doen worden) steeds kleiner is dan de winst in potentiële energie die met deze verdere uitbuiging gepaard gaat. De spanning nodig om de kritische cirkelvorm te bewerkstelligen, is te berekenen; zij bedraagt ongeveer

$$\tau_0 = \frac{Gb}{l}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

waarin b de Burgersvector van de dislocatie en l de lengte van het oorspronkelijke, rechte, verankerde stuk is. Overschrijdt de schuifspanning de kritische waarde τ_0, dan dijt de dislocatie zonder verdere toeneming van de spanning ad libitum uit. Die gedeelten van de halve cirkel die practisch loodrecht staan op de oorspronkelijke lijndislocatie hebben nu schroefkarakter (de Burgersvector, die constant is gebleven, is daar nagenoeg evenwijdig aan de dislocatie-as). Deze schroefgedeelten bewegen dus zijwaarts naar buiten, loodrecht op de spanning. De gedeelten nagenoeg evenwijdig aan de oorspronkelijke dislocatie bewegen, als lijndislocatie, evenwijdig aan de spanning. Volgens dit recept worden achtereenvolgens de standen *4* en *5* doorlopen, steeds bij dezelfde spanning, tot de stand *6* is bereikt. Dan liggen twee schroefgedeelten van tegengesteld teken tegenover elkaar en zullen elkaar bij verder bewegen ontmoeten. Zij zullen elkaar dan elimineren, daar twee dislocaties van tegengesteld teken, tezamen gebracht, weer een perfecte atoomrangschikking geven. Ten slotte ontstaat de toestand *7*, die niets anders is dan de toestand *1*, plus een dislocatiering die door de „bron" is afgestoten en naar buiten beweegt onder invloed van de spanning.

Op deze wijze kan een in principe ongelimiteerd aantal ringen door de bron worden geëmitteerd, vooropgesteld dat de aangelegde spanning minstens even groot is als de kritische spanning τ_0. Een translatie van honderden atoomafstanden op een glijvlak kan hiermee gemakkelijk worden verklaard.

Het ligt voor de hand de waargenomen kritische schuifspanning te identificeren met de kritische spanning τ_0. Doet men dit, dan vindt men volgens formule (2) dat de lengte l van de bron in fig. 13 in de meeste metalen enkele malen 10^{-4} cm zal bedragen. Natuurlijk zullen langere bronnen eerder gaan werken dan korte, maar blijkbaar moet men aannemen dat de meeste bronnen ongeveer de lengte 10^{-4} cm hebben. Deze afstand is nu inderdaad van dezelfde orde van grootte als de geschatte gemiddelde lengte van de netwerkelementen in het beeld van Mott.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Vorming van vacatures en interstitiële atomen

Evenals boven voor dislocaties is uiteengezet, kan men ook een schatting maken van de thermische evenwichtsconcentratie van vacatures en interstitiële atomen bij gegeven temperatuur.

De vormingsenergieën voor vacatures en interstitiële atomen in metalen zijn niet zeer nauwkeurig bekend. Huntington en Seitz [15]) berekenden, dat in een metaal als koper de vormingsenergie van een vacature ongeveer 10^{-12} erg bedraagt. Een interstitieel atoom zal waarschijnlijk een vormingsenergie bezitten die enkele malen groter is dan dit bedrag. Deze waarden zijn vrij goed in overeenstemming met wat men uit de experimenten heeft kunnen concluderen. Aan de hand van deze waarden kan men berekenen dat slechts in de buurt van het smeltpunt van een metaal een enigszins merkbare concentratie van vacatures of interstitiële atomen in thermisch evenwicht met het rooster zal kunnen bestaan. Vindt men aanwijzingen voor de vorming van dergelijke roosterfouten bij kamertemperatuur, dan moet men aannemen dat deze vorming langs andere dan thermische weg is geschied. Er bestaan nu inderdaad aanwijzingen dat tijdens de deformatie van metalen bij kamertemperatuur zeer grote aantallen vacatures en interstitiële atomen ontstaan. Wij komen hierop in het volgende artikel terug.

Het ligt voor de hand weer te zoeken naar een mechanisme waarbij deze roosterfouten ontstaan tijdens de deformatie zelf, dwz. door het bewegen van dislocaties.

Wij hebben boven reeds gezien dat de niet-conservatieve beweging van een dislocatie (dus van een dislocatie met lijnkarakter uit haar glijvlak) noodzakelijkerwijze gepaard moet gaan met een verandering van de lengte van het „extra-halfvlak" van atomen dat bij die dislocatie behoort. Een aantal „extra-atomen" wordt weggenomen of toegevoegd. Indien de temperatuur hoog genoeg is, of indien de beweging zeer langzaam geschiedt, kunnen deze atomen door thermische diffusie naar of van andere gedeelten van het kristal worden afresp. aangevoerd. Is echter aan deze voorwaarden niet voldaan, dan ontstaat in de buurt van de dislocatie een tekort of een teveel aan atomen, dwz. er ontstaat een aantal vacatures of een aantal interstitiële atomen. De vraag is nu: vinden snelle niet-conservatieve bewegingen van dislocaties plaats tijdens de plastische deformatie bij lage temperaturen? Seitz en Mott [16]) hebben aangetoond dat zulke bewegingen zich inderdaad in groten getale zullen voordoen.

De dislocatieringen die door een Frank-Read bron worden geëmitteerd, bewegen door het kristal, en het is onvermijdelijk dat zij dan gedeelten van het oorspronkelijke, nog steeds aanwezige dislocatienetwerk ontmoeten. De verdere beweging, onder invloed van de vervormende spanning, van een dislocatiering dwars door een snijdende dislocatie heen, heeft tot gevolg dat in beide dislocatie-elementen ter plaatse van hun snijpunt discontinuïteiten ontstaan. Beschouwen wij eens het eenvoudige geval van twee onderling loodrechte schroefdislocaties (*fig. 14*). Indien dislocatie *1* gesneden wordt door dislocatie *2*, ontstaat als gevolg van de relatieve translatie in het kristal

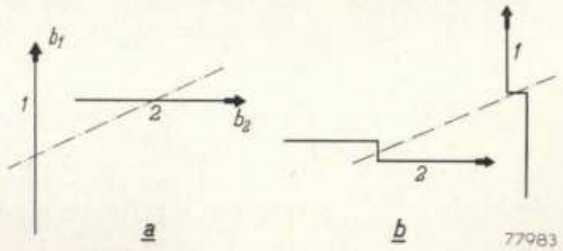


Fig. 14. *a*) Twee onderling loodrechte schroefdislocaties *1* en *2*, met Burgersvectoren b_1 en b_2, bewegen langs de stippellijn naar elkaar toe. *b*) Nadat zij elkaar gesneden hebben, is in elk der dislocaties een knik gevormd, ter grootte en in de richting van de Burgersvector van de andere dislocatie. Deze knikken gedragen zich als lijndislocaties met een Burgersvector die dezelfde is als die van de schroefdislocatie waarin zij zich bevinden. Verdere beweging van de schroefdislocaties in de oorspronkelijke zin betekent voor de knikken een niet-conservatieve beweging.

die met dislocatie *2* is verbonden, een verschuiving van de twee delen van dislocatie *1* aan weerszijden van dislocatie *2*. Er wordt dus een knik in dislocatie *1* gevormd, ter lengte van de Burgersvector van dislocatie *2*, en volgens de richting van deze Burgersvector. Omgekeerd ontstaat in dislocatie *2* een knik volgens de Burgersvector van dislocatie *1*. Deze knikken gedragen zich als kleine dislocatiestukken, met dezelfde Burgersvector als de oorspronkelijke dislocatie, maar uiteraard met een andere asrichting. In het speciale geval dat wij hier beschouwen, vormen de knikken kleine lijndislocaties, daar hun Burgersvectoren (die der oorspronkelijke rechte schroefdislocaties) loodrecht staan op hun as. Verdere beweging van de schroefdislocaties betekent een niet-conservatieve beweging van deze lijndislocaties. Conservatieve bewegingen zouden zij slechts uitvoeren als zij bewogen in hun eigen glijvlak, dat is het vlak door

[15]) H. B. Huntington en F. Seitz, Phys. Rev. **61**, 315 en 325, 1942.

[16]) N. F. Mott, Proc. Phys. Soc. **B 64**, 729, 1951; F. Seitz, Advances in Physics **1**, 43, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de knik en de as van de schroefdislocatie. In werkelijkheid bewegen de knikken echter met de schroefdislocatie mee, dwz. in een vlak loodrecht op de as van de schroefdislocatie. Het gevolg hiervan is dat bij snel verder bewegen onder invloed van de vervormende spanning de knikken een rij van vacatures of interstitiële atomen achter zich laten.

Niet alleen bij de snijding van onderling loodrechte schroefdislocaties, maar ook in het algemene geval van de snijding van twee dislocaties zal nagenoeg steeds een knik worden gevormd die een niet-conservatieve beweging krijgt opgedrongen. Op deze wijze kunnen zeer grote aantallen vacatures en interstitiële atomen tijdens de plastische vervorming ontstaan.

Wij hebben nu zowel de vorming als de voornaamste eigenschappen van dislocaties en andere roosterfouten behandeld. In een tweede artikel zullen wij de invloed van deze roosterfouten op de deformatie en aanverwante verschijnselen bespreken.

Samenvatting. De theoretische noodzakelijkheid van het bestaan van roosterfouten in kristallen, zoals vacatures, interstitiële atomen en dislocaties, wordt verduidelijkt aan de hand van een aantal verschijnselen samenhangende met de plastische deformatie van metalen, zoals de vorming van glijlijnen, het verschijnsel van de versteviging, en de verandering van het electrisch geleidingsvermogen. Dit artikel is in hoofdzaak gewijd aan een bespreking van de voornaamste eigenschappen van dislocaties. Achtereenvolgens komen ter sprake: de geometrische kenmerken van diverse dislocaties, hun gedrag onder invloed van een schuifspanning in het kristal, toegelicht aan een mechanisch model, en de beweging van dislocaties, waarbij aandacht wordt geschonken aan het verschil tussen conservatieve en niet-conservatieve bewegingen. Ten slotte wordt ingegaan op de vorming van roosterfouten van diverse aard door de onderlinge wisselwerking van reeds aanwezige fouten.

EEN VERBETERDE IONENVALMAGNEET

door W. F. NIKLAS.

621.385.832:621.397.62:537.533.7

De kwaliteit van televisiebeelden is in de laatste jaren zo vooruitgegaan dat kleine verbeteringen in de apparatuur, waarvan de invloed vroeger onmerkbaar zou zijn geweest, thans een rol spelen. Hoewel de bedoelde verbeteringen op zichzelf geen spectaculair resultaat opleveren, is toch hun gezamenlijke invloed van groot belang voor de verdere opvoering van de beeldkwaliteit. Onderstaand artikel is een voorbeeld van een dergelijke verbetering aan weergeefbuizen.

Doel en principe van de ionenval

De electronenbundel van een televisieweergeefbuis bevat behalve electronen ook positieve en negatieve ionen. De positieve ionen bewegen naar de kathode toe en behoeven hier niet verder te worden beschouwd. De negatieve ionen worden versneld in de richting van het scherm. Doordat deze ionen door magnetische velden in veel geringere mate worden afgebogen dan de electronen, beïnvloeden de focusseermagneet en de afbuigspoelen de banen van de ionen practisch niet. Tenzij de negatieve ionen uit de bundel worden verwijderd, treffen zij dus het scherm voortdurend in de omgeving van het midden, waar zij de fluorescerende laag inactief kunnen maken en zo aanleiding geven tot het optreden van een donkere vlek in het beeld, de zg. ionenvlek. Deze vlek wordt donkerder naarmate de weergeefbuis meer gebruikt is en verkort daardoor sterk de levensduur van de buis.

Het is dus nodig de negatieve ionen uit de bundel te verwijderen; de inrichting die dit bewerkstelligt, noemt men de „ionenval". Een ionenval kan op vele manieren worden verwezenlijkt. Een schets en een foto van een gebruikelijke uitvoering (met geknikte eindelectrode) treft men aan in *fig. 1*. Bij alle typen wordt gebruik gemaakt van een transversaal magneetveld, dat de electronen een veel grotere afbuiging geeft dan de ionen. De verschillende mate waarin de ionen- en de electronenbanen worden beïnvloed door een magneetveld, is dus enerzijds de oorzaak van het ontstaan van de ionenvlek, maar levert anderzijds ook de remedie er tegen. In de afgebeelde uitvoering krijgen de electronen een afbuiging van ca. 11°, terwijl de ionen practisch rechtdoor gaan. De ionen volgen dus de gestippelde baan en worden door de geknikte electrode opgevangen, de electronen passeren de opening in deze electrode. Het magneet-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

veld wordt geleverd door de zg. ionenvalmagneet. *Fig. 2* is een schets van een tot dusverre veel gebruikt type, terwijl men in *fig. 3* deze magneet gemonteerd ziet op een weergeefbuis.

Behalve door het magneetveld, wordt de hoek waarover de electronen worden afgebogen, ook bepaald door de snelheid waarmee zij dit veld doorlopen, dus door de spanning op de eindelectrode (versnelspannning). Om te zorgen dat de electronen juist de opening in deze electrode passeren, moet het magneetveld worden aangepast bij de versnelspanning. Dit doet men door de ionenvalmagneet te verschuiven langs de buishals. Hoe lager de spanning, des te verder moet men de magneet naar de buisvoet schuiven.

De veldverdeling in de ionenval, die grotendeels bepaald wordt door de poolschoenvorm van de ionenvalmagneet, is van invloed op de focussering van de electronenbundel op het fluorescentiescherm. Door een geschikte constructie van de poolschoenen is het mogelijk gebleken, zonder verhoging van productiekosten, deze gewoonlijk ongewenste invloed zeer gering te houden. In het onderstaande zullen de overwegingen uiteengezet worden die tot deze constructie hebben geleid.

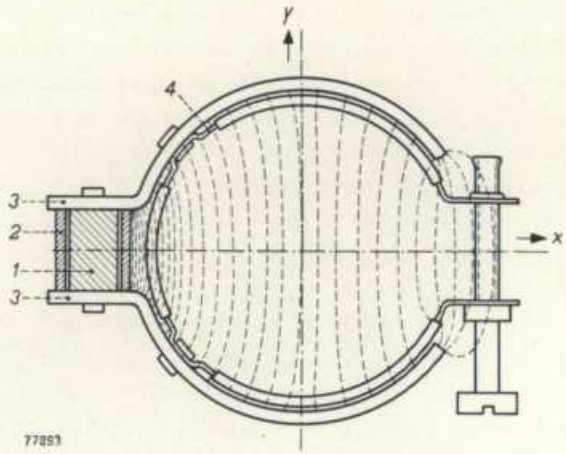
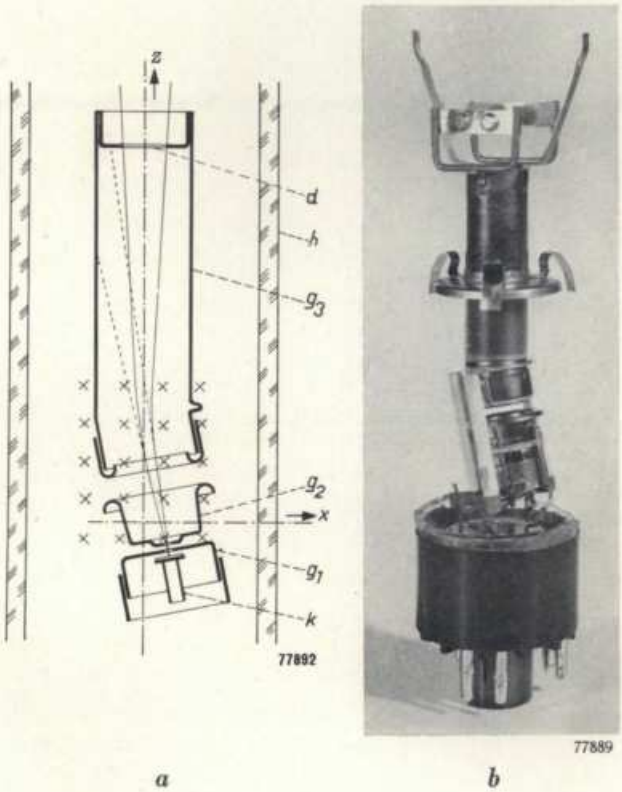


Fig. 2. Ionenvalmagneet van het gebruikelijke type. *1* permanent magneetje (Ticonal E), *2* bus waartegen de weekijzeren poolschoenen *3* worden geklemd. *4* klemband met klemschroef van onmagnetisch materiaal, waarmee de ionenvalmagneet op de hals van de weergeefbuis wordt bevestigd. De band is voorzien van stukjes isolatiemateriaal om beschadiging van het glas van de buis te voorkomen. Het krachtlijnenverloop tussen de poolschoenen is schematisch aangegeven.



a *b*

Fig. 1. *a*) Electronenkanon van een televisieweergeefbuis, met geknikte eindelectrode g_3, die dienst doet als ionenval. De electronenbundel wordt door het magneetveld (aangegeven met kruisjes) afgebogen en door de opening *d* in de eindelectrode geleid (getrokken bundel). De ionen worden practisch niet afgebogen en worden door de electrode g_3 opgevangen (gestippelde bundel). *k* kathode, g_1 stuurrooster, g_2 zuigelectrode, *h* hals van de weergeefbuis.
b) Foto van een electronenkanon volgens (*a*).

De afbuiging in een magneetveld

Waarschijnlijk zijn de negatieve ionen gedeeltelijk afkomstig uit de kathode, gedeeltelijk uit de restgassen in de omgeving van de kathode[1]). Men maakt slechts een geringe fout indien men aanneemt dat zowel de electronen als de negatieve ionen met een snelheid nul van de kathode vertrekken. In een doorsnede van de bundel waar de potentiaal ten opzichte van de kathode V bedraagt, heeft een deeltje met negatieve lading q een (kinetische) energie qV gekregen. Is M zijn massa, dan is dus zijn snelheid:

$$v = \sqrt{\frac{2qV}{M}}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Volgens de elementaire mechanica is de kromtestraal van de baan van een deeltje, indien daarop een normaalkracht K_n (loodrecht op de baan) werkt, gelijk aan:

$$R = \frac{Mv^2}{K_n}.$$

In het veld B van de ionenvalmagneet, dat loodrecht op het baanvlak staat, is K_n gelijk aan de Lorentz-

[1]) Zie een binnenkort te publiceren artikel in Philips Res. Rep. Vgl. ook: C. H. Bachmann, G. L. Hall en P. A. Silberg, J. appl. Phys. **24**, 427-433, 1953 (No. 4).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kracht Bvq, waarmee, met toepassing van (1), voor de kromtestraal wordt gevonden:

$$R = \frac{1}{B}\sqrt{2V}\sqrt{\frac{M}{q}}. \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Het versnellende electrische veld zal in het algemeen ook een component hebben loodrecht op de baan van het deeltje. De bijdrage die hierdoor wordt geleverd tot de normaalkracht K_n, is bij de afleiding van formule (2) verwaarloosd.

De kromtestraal is dus in ieder punt evenredig met $\sqrt{M/q}$. Deze grootheid is voor ionen veel groter dan voor electronen (43× voor waterstofionen; 170× voor enkelvoudig geladen zuurstofionen), zodat voor de ionen in de electronenbundel de kromtestraal veel groter wordt en zij dus door een gegeven magneetveld minder worden afgebogen.

Het veld van de ionenvalmagneet

De hoek van 11° waarover de electronenbundel moet worden afgebogen, kan worden verkregen met magneetvelden met onderling zeer verschillende veldverdelingen. Om enig inzicht te krijgen in de veldverdeling die men voor een ionenvalmagneet moet nastreven om de geringste defocusserende werking op de electronenbundel te krijgen, bekijken wij het volgende eenvoudige geval.

Men denke zich een rechthoekig assenkruis zoals in fig. 1*a* en 2 is getekend (de z-as valt samen met de hartlijn van de weergeefbuis). We nemen aan dat het veld van de ionenvalmagneet in de omgeving van de z-as uitsluitend een functie is van z en dat hetzelfde geldt voor de electrische potentiaal V. Volgens (2) is dan ook de kromtestraal van de electronenbanen uitsluitend afhankelijk van z. Een evenwijdige electronenbundel blijft in zo'n veld

Fig. 3. Televisieweergeefbuis met op de hals gemonteerd een ionenvalmagneet *1* van het type uit fig. 2. Men ziet verder de focusseermagneet *2* (met permanente magneten van Ferroxdure) en een beschermbus *3* waarbinnen zich de afbuigspoelen bevinden. *4* aansluitingen van de afbuigspoelen.

evenwijdig: de banen van de verschillende electronen kunnen door evenwijdige verschuiving loodrecht op de z-as uit elkaar worden verkregen. Uit dit laatste volgt direct dat voor het in *fig. 4a* geschetste geval de doorsnede loodrecht op de bundel bij het verlaten van het afbuigende magneetveld iets groter is dan bij het intreden. Dit scheelt een factor $\cos 11° = 0{,}98$, dus slechts zeer weinig.

Het is door deze beschouwing wel plausibel gemaakt dat, ook bij een niet exact evenwijdige electronenbundel, een magneetveld met de besproken eigenschappen (B onafhankelijk van x en y) de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

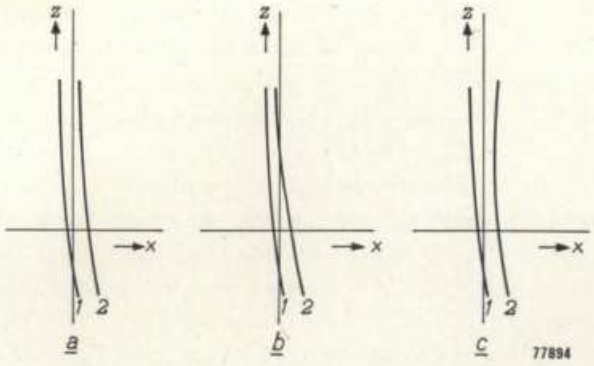


Fig. 4. *a*) In een magneetveld dat uitsluitend een functie is van *z*, en waar een evenwijdige electronenbundel intreedt waarin de electronensnelheid eveneens alleen afhangt van *z*, kunnen de banen van de verschillende electronen uit elkaar worden verkregen door evenwijdige verschuiving loodrecht op de *z*-as. Een evenwijdige bundel blijft dus evenwijdig.
b) Neemt het veld af in de positieve *x*-richting, dan bevindt het electron *2* zich voortdurend in een zwakker veld dan het electron *1*. De baan van *2* is dus minder sterk gekromd dan die van *1* en in het *x*-*z*-vlak is de bundel nu convergerend.
c) Neemt het veld toe in de positieve *x*-richting, dan bevindt het electron *2* zich steeds in een sterker veld dan *1*. De bundel divergeert nu in het *x*-*z*-vlak.

vorm van de bundel slechts zeer weinig zal beïnvloeden en dus ook weinig fouten in de focussering zal veroorzaken.

Indien, voor iedere waarde van *z*, het veld afneemt in de richting die in fig. 4 de positieve *x*-richting is, zal voor de evenwijdig intredende electronen *1* en *2* (fig. 4*b*), bij dezelfde waarde van *z*, de baan van *2* steeds iets minder sterk gekromd zijn dan die van *1*. Het magneetveld werkt in het *x*-*z*-vlak dus als convergerende cylinderlens. Neemt daarentegen in de positieve *x*-richting het veld toe, dan hebben wij een divergerende cylinderlens (fig. 4*c*)[2]). In beide gevallen veroorzaakt de ionenvalmagneet dus astigmatisme (brandpuntsafstand in het *x*-*z*-vlak anders dan in het *y*-*z*-vlak).

In *fig. 5* geeft kromme *1* het verloop van het veld langs de *x*-as zoals dit werd gemeten bij een ionenvalmagneet van het tot nu toe gebruikelijke type (fig. 2). Men ziet dat de sterkte van dit veld in hoge mate afhangt van *x*. In de *y*-richting is het veld dicht bij de *z*-as zo goed als homogeen (kromme *1* in *fig. 6*). Dit was ook te verwachten,

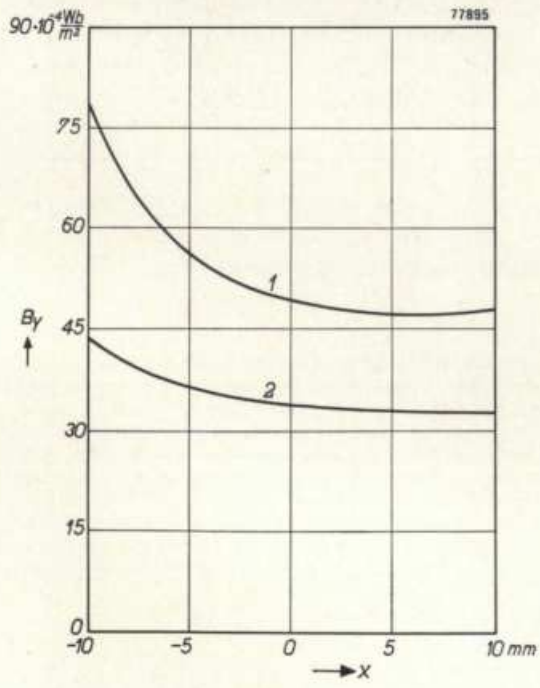


Fig. 5. Verloop van het veld langs de *x*-as bij een ionenvalmagneet van het oude type (kromme *1*), en bij het verbeterde type (kromme *2*).

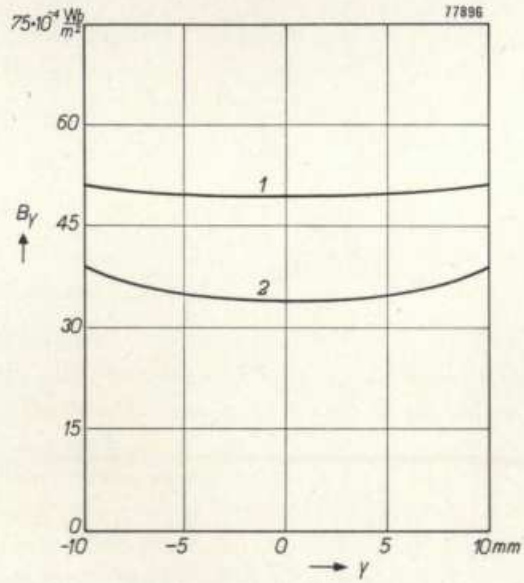


Fig. 6. Verloop van het veld langs de *y*-as bij een ionenvalmagneet van het oude type (kromme *1*) en bij het verbeterde type (kromme *2*).

omdat het *x*-*z*-vlak een symmetrievlak van de ionenvalmagneet is. De electronen die zich verder van de *z*-as bevinden, worden iets sterker afgebogen dan de electronen in het hart van de bundel, omdat eerstgenoemden in een enigszins sterker veld bewegen. Dit veroorzaakt een symmetrische vervorming van de bundel, die echter in de practijk zo klein blijkt te zijn dat zij niet storend is. De vervorming door de variatie van het veld in de *x*-richting daarentegen is wel degelijk merkbaar.

De nieuwe ionenvalmagneet

Het lag voor de hand te trachten de ionenval te verbeteren door het veld van de ionenvalmagneet zo weinig mogelijk afhankelijk te maken van *x*. Zoals reeds werd vermeld, is daartoe de vorm van de poolschoenen gewijzigd (*fig. 7*). Men ziet dat de

[2]) Een met *x* afnemend veld kan men veranderen in een met *x* toenemend veld, door de ionenvalmagneet over 180° te draaien om de *z*-as.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

poolschoenen vanaf de magneet veel sneller en ook verder uit elkaar lopen dan bij het oude type (fig. 2) het geval was, terwijl zij elkaar vervolgens geleidelijk weer naderen. Op de plaats waar de electronenbundel passeert, neemt nu de luchtweg van de

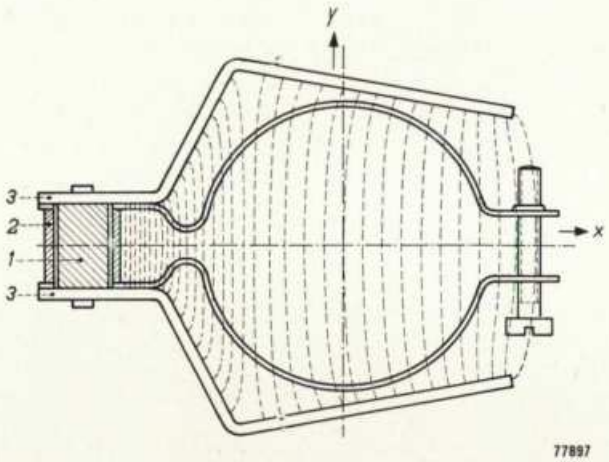


Fig. 7. Ionenvalmagneet van het nieuwe type met schematisch aangegeven krachtlijnenverloop tussen de poolschoenen. De betekenis van de cijfers is dezelfde als in fig. 2.

krachtlijnen af met toenemende x. Dit heeft een vergroting van de veldsterkte met toenemende x tot gevolg, die de verkleining, veroorzaakt door de langere weg door de poolschoenen, compenseert.

De afstand van het permanente magneetje tot het hart van de electronenbundel is vergroot ten opzichte van deze afstand bij de oude ionenvalmagneet. Dit is nodig opdat de knik in de poolschoenen, waar deze elkaar weer gaan naderen, voldoende ver verwijderd zal zijn van de plaats waar de electronenbundel passeert. Daar de krachtlijnen ongeveer loodrecht uit de poolschoenoppervlakken treden, kan men, ter hoogte van de genoemde knik, op de x-as een concentratie van de krachtlijnen verwachten (fig. 7). Op deze plaats zal het veld dus nog niet homogeen zijn.

In *fig. 8* ziet men de oude en de nieuwe ionenvalmagneet naast elkaar afgebeeld. Kromme *2* in fig. 5 toont hoe, vergeleken met de oude magneet, de homogeniteit in de x-richting van het veld is verbeterd.

De veldsterkte van de nieuwe magneet tussen de poolschoenen is iets kleiner dan bij de oude, nl. ca. $35 \cdot 10^{-4}$ in plaats van ca. $50 \cdot 10^{-4}$ Wb/m². Het is echter gebleken dat de magneet de vereiste afbuiging kan leveren, ook als de versnelspanning van de weergeefbuis 20 000 volt bedraagt.

Resultaten

Bij een serie weergeefbuizen werd de mate van astigmatisme van de lichtstip op het scherm achtereenvolgens beoordeeld bij gebruik van het oude en van het nieuwe type ionenvalmagneet, onder overigens gelijke omstandigheden. De waardering van de kwaliteit van de lichtstip geschiedde, subjectief, door het toekennen van een cijfer tussen 1 en 10, met de gebruikelijke betekenis van de cijfers. De proef werd door verschillende waarnemers herhaald. Terwijl bij gebruik van het oude type gemiddeld het cijfer 7 werd toegekend, was dit 8,5 bij de toepassing van het nieuwe type, wat een belangrijke verbetering betekent. Men dient nog in aanmerking te nemen dat de kwaliteit van de stip niet uitsluitend bepaald wordt door het veld van de ionenvalmagneet, maar dat ook fouten van het electronenkanon en van de focusseerlens hierbij een rol spelen.

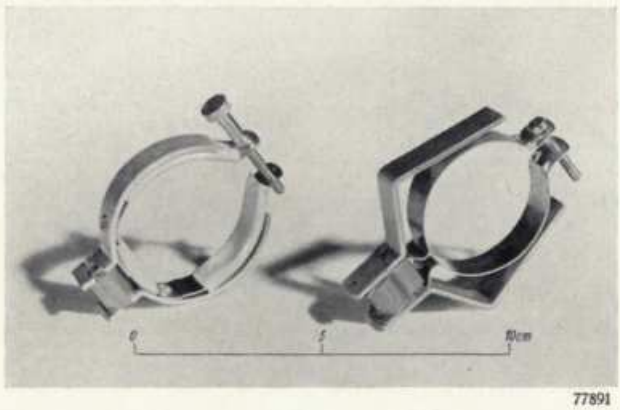


Fig. 8. Ionenvalmagneet van het oude type (links) en van het nieuwe type (rechts).

Bij de ontwikkeling van de nieuwe ionenvalmagneet, beschreven in dit artikel, hebben de heren A. P. van Rooy en J. A. van Wijngaarden een belangrijk aandeel gehad.

Samenvatting. Een globale beschouwing over de werking van de ionenval, zoals die wordt toegepast bij televisieweergeefbuizen, leert dat men een geringe defocusserende invloed op de electronenbundel kan verwachten indien het veld van de ionenvalmagneet zo goed mogelijk homogeen is in richtingen loodrecht op deze bundel. Bij de tot nu toe gebruikelijke uitvoering van de magneet bleek een grote afwijking van deze homogeniteit te bestaan. Deze afwijking is verminderd door de vorm van de poolschoenen te wijzigen, waardoor een belangrijke verbetering van de kwaliteit van de lichtstip op het fluorescentiescherm is bereikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2055: K. H. Klaassens en C. J. Schoot: The preparation of 1-methyl-2-hydroxy-3-diazobenzene-5-sulphonic acid (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **71**, 920-924, 1952, No. 8).

Beschrijving van de bereiding van 1-methyl-2-hydroxy-3-daizobenzeen-5-sulfonzuur, uitgaande van o-cresol. Een suspensie van 1-methyl-2-hydroxy-3-aminobenzeen-5-sulfonzuur in een oplossing van natriumnitriet geeft met een kleine hoeveelheid van een sterk zuur het natriumzout van de diazoniumverbinding.

2056: J. G. Bos, R. J. H. Alink en C. J. Dippel: Photodecomposition of aqueous solutions of diazonium salts in the presence of mercurous ions (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **71**, 945-953, 1952, No. 8).

Fotochemische ontleding van waterige oplossingen van o-hydroxydiazoniumzouten leidt tot de vorming van kwik door disproportionering van mercuro-ionen, in tegenstelling tot de ontleding van p-aminobenzeendiazoniumzouten, waarbij kwik ontstaat als gevolg van reductie van mercuro-ionen door het fotochemische ontledingsproduct.

2057: H. Bremmer: The derivation of paraxial constants of electron lenses from an integral equation (Appl. sci. Res. **B2**, 416-428, 1952, No. 6).

De paraxiale banen in electronenlenzen worden afgeleid uit een integraalvergelijking. De reeksontwikkeling van de oplossing van deze vergelijking volgens Liouville-Neumann leidt tot uitdrukkingen voor de vergroting, de brandpuntsafstanden en de plaats van brandpunten en hoofdpunten. Het aantal uit te voeren integraties in de afzonderlijke termen van de reeksontwikkelingen die nodig zijn om het gedrag van de lens te beschrijven, wordt in vergelijking met de normale behandeling tot de helft teruggebracht. Brandpunten en hoofdpunten worden gedefinieerd als osculerende elementen, analoog aan die welke door Glaser zijn ingevoerd.

2058: A. H. Boerdijk: A new aspect in the calculation of toothed gearing (Ingenieur **64**, W63-W65, 1952, No. 37).

Berekening van de aantallen tanden van tandwielen voor een tandwieloverbrenging met voorgeschreven rationale overbrengingsverhouding (k/l). De bekende methodes, berustend op de ontbinding van k en l in priemfactoren of op de benadering van de breuk k/l door kettingbreuken, leveren vaak geen practische of voldoend nauwkeurige oplossing. Hier wordt een nieuwe overbrenging beschreven die berust op de invoering van een of meer planeetwielen (differentieel). Op deze wijze kunnen practische en exacte oplossingen worden verkregen voor willekeurige waarden van k en l, zelfs indien k en l grote priemgetallen zijn.

2059: G. W. Rathenau, J. Smit en A. L. Stuyts: Ferromagnetic properties of hexagonal iron-oxyde compounds with and without a preferred orientation (Z. Physik **133**, 250-260, 1952, No. 1/2).

Besproken wordt de magnetisering van hexagonale ijzeroxydeverbindingen („Ferroxdure") als functie van de veldsterkte. Het blijkt dat onregelmatigheden in de kristalbouw een rol moeten spelen bij de vorming van Bloch-wanden. Bij regelloze verdeling van de kristalorientaties en bij een kristalgrootte boven een zekere kritische waarde kan demagnetisatie door wandverschuivingen reeds plaats hebben bij positieve veldsterkten gelijk aan $4\pi I_s$ ($\mu_0 H \approx J_s$). Door orientatie van de kristallen kunnen verbindingen worden verkregen waarbij $(BH)_{max}$ de waarde van $2{,}5 \cdot 10^4$ J/m^3 ($3 \cdot 10^6$ gauss-oersted) bereikt. Door korrelvergroting ontstaat een verbetering van de textuur. Hiervoor wordt een verklaring gegeven. Zie ook Philips techn. T. **14**, 33-48, 1952, No. 2.

2060: J. Smit: The influence of elastic shear strains on the conductivity and thermo-electric force of cubic metals (Physica **18**, 587-596, 1952, No. 8/9).

Elastische schuifspanningen veroorzaken een verandering in de vorm van het Fermi-oppervlak van metalen. De invloed van een dergelijke verandering op het electrische geleidingsvermogen en op de thermo-electrische kracht wordt berekend voor eenwaardige midzijds kubische metalen. De resultaten worden vergeleken met de experimentele waarden voor koper, zilver en goud. Hieruit kan worden afgeleid dat bij goud het Fermi-oppervlak de grens van de Brillouin-zone raakt en bij koper niet. Zilver ligt in dit opzicht tussen goud en koper in. De theoretische uitkomsten zijn ook qualitatief

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

in overeenstemming met de experimentele waarden voor driewaardig aluminium.

2061: P. M. van Alphen, C. G. E. Burger, W. J. Oosterkamp, M. C. Teves en T. Tol: Detailerkennbarkeit bei Durchleuchtung und Photographie mit der Bildverstärkerröhre (Fortschr. Röntgenstrahlen-Röntgenpraxis **77**, 469-470, 1952, No. 4).

De kwaliteit van een röntgenbeeldversterker werd op de proef gesteld met behulp van een thoraxfantoom van „Philite". De beeldscherpte bij visuele waarneming in een goed verlichte kamer, na 1 minuut adapteren, met een dosis gelijk aan $^1/_5$ van de gebruikelijke, is tweemaal zo groot als bij de normale doorlichting. Het versterkte beeld kan worden gefotografeerd met $^1/_{10}$ van de röntgenenergie nodig voor normale contactfotografie en $^1/_{50}$ van de röntgenenergie nodig voor normale schermbeeldfotografie. De opnamen vertonen een detailscherpte die gelegen is tussen die welke verkregen worden bij contactfotografie en bij gewone doorlichting. De resultaten stemmen goed overeen met berekeningen op grond van de fotonen-fluctuatietheorie van Morgan en Sturm.

2062: G. W. Rathenau: Grain growth observed by electron-optical means (Rapp. 9 Cons. Phys., Inst. int. Phys. Solvay, 25-29 Sept. 1951, Stoops, Brussel 1952, p. 55-72).

Directe waarneming van korrelgroei in gewalste homogene NiFe-legeringen bij verhitting. De korrelgroei bij de α-γ omzetting van een SiFe-legering werd eveneens electronenoptisch onderzocht. Daar de Si-concentratie der γ-phase in evenwicht groter is dan die der α-phase, hangt de snelheid der phasengrensverschuiving af van de concentratiegradient die de diffusie aan de grens bepaalt. In overeenstemming met de verwachting is de kromme der groeiende γ-korrels convex ten opzichte van de verdwijnende α-matrix. Twee α-korrels groeien niet tegen elkaar, omdat zij door een α-phase met relatief hoge Si-concentratie gescheiden worden. Zo worden de korrels der verdwijnende phase door materiaal omgeven van de structuur en orientatie der verdwijnende phase. Bij temperatuurverlaging vormen deze α-inclusies de oorspronkelijke α-structuur terug, terwijl ze bij snelle verhitting tot kiemen der δ-phase leiden.

Zie ook deze overzichten, Nos. **1926** en **1986**.

2063: K. H. Klaassens en C. J. Schoot: Preparation of 2-ethoxy- 4-diethylaminobenzene -1-diazonium borofluoride (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **71**, 1086-1088, 1952, No. 9/10).

Beschrijving van de bereiding van de in de titel genoemde verbinding. Een stabiel diacetylderivaat wordt gevormd bij de behandeling van 2-ethoxy-4-diethylamino-1-aminobenzeen met azijnzuuranhydride.

2064: H. B. G. Casimir: Algemene beschouwingen over ruis (T. Ned. Radiogenootschap **17**, 199-206, 1952, No. 5/6).

Algemene beschouwingen over ruis (thermisch en corpusculair) als inleiding voor een symposium op dit gebied.

2065: F. L. Stumpers: De signaal-ruisverhouding bij verschillende modulatiesystemen (Ned. T. Radiogenootschap **17**, 249-260, 1952, No. 5/6).

Overzicht van de signaal-ruisverhouding aan de uitgangszijde van diverse modulatiesystemen als functie van dezelfde verhouding in het transmissiekanaal, in verband met de gewenste bandbreedte. Impuls- en draaggolfsystemen worden in de beschouwingen betrokken. De aandacht wordt gevestigd op het optreden van een drempel voor ruisvermindering. Aangetoond wordt dat gecodeerde systemen, zoals impuls-codemodulatie (PCM) en deltamodulatie, nagenoeg immuun zijn tegen ruis in het transmissiekanaal, maar dat in dit geval een zg. quantiseringsruis optreedt.

2066: J. de Jonge: Evaporation of mercury from a solution of a mercurous salt at room temperature (Rec. Trav. chim. Pays Bas **71**, 1209-1212, 1952, No. 11).

Er wordt op gewezen dat een oplossing van mercuronitraat bij kamertemperatuur kwikdamp afgeeft ten gevolge van het ionenevenwicht

$$Hg_2^{2+} \rightleftarrows Hg^{2+} + Hg.$$

2067: H. O. Huisman, A. Smit, S. Vromen en L. G. M. Fisscher: Investigations in the vitamin A-series, II. Allylic rearrangements in the vitamin A-series (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **71**, 899-919, 1952, No. 8).

Door afsplitsing van water uit intermediaire hydroxy-verbindingen in de vitamine A-reeks vinden in de cyclohexeenring allylachtige omzettingen plaats. Deze omzettingen vindt men in de gehele vitamine A-reeks bij die intermediaire hydroxy-verbindingen waarbij de hydroxygroep zich in een allylpositie bevindt met betrekking tot de dubbele binding in de cyclohexeenring. Aangetoond wordt waarom vele pogingen om vitamine A met redelijke opbrengst synthetisch te bereiden, uitgaande van andere intermediaire producten dan het C_{14}-aldehyde, tot mislukking gedoemd zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!